PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. 1. Mai 1905. 6. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 10 am 10. Mai 1905.

INHALT:

Originalmitteilungen:

C. Schaefer, Lichtelektrische Versuche an Elektrolytoberflächen. S. 265.

A. S. Eve, Die Eigenschaften geringer Radiummengen. S. 267.

E. Rutherford, Anmerkung zu der Arbeit von A. S. Eve. S. 269.

A. H. Bucherer, Die Rotation eines Elektrons mit Volumladung. S. 269.

G. C. Simpson, Atmosphärische Elektrizität in hohen Breiten. S. 270.

W. Voege, Über den Einfluß fremder Ionen auf die Funkenentladung. S. 273.

K. Przibram, Das Verhältnis der Ionenbeweglichkeiten in schlechtleitenden Flüssigkeiten und seine Beziehung zu den polaren Unterschieden bei der elektrischen Entladung. S. 276.

J. Pollak, Der Potentialverlauf im Quecksilberlichtbogen. S. 277.

V. J. Laine, Über „abgestimmte" Lichttelegraphie. S. 282.

M. Laue, Die Krümmung der Interferenzstreifen beim Stufengitter. S. 283.

T. Tamaru, Eine Beobachtungsmethode mit gedämpften Schwingungen bei fortrückender Ruhelage, besonders für ein Elektrometer. S. 285.

A. Hay, Über die Stromlinienmethode der Untersuchung zweidimensionaler magnetischer Probleme. S. 290.

Besprechungen:

N. Herz, Geodäsie. S. 294.

F. H. Bigelow, Studien über die Statik und Kinematik der Atmosphäre in den Vereinigten Staaten. S. 294.

A. Stöhr, Grundfragen der psychophysiologischen Optik. S. 294.

Smithsonian Institution, Jahresbericht. 1903. S. 295.

J. Bronn, Verflüssigtes Ammoniak als Lösungsmittel. S. 296.

A. Königswerther, Konstruktion und Prüfung der Elektrizitätszähler. S. 296.

Personalien. S. 296.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Lichtelektrische Versuche an Elektrolytoberflächen.

Von Clemens Schaefer.

Herr Lenard hat zuerst gezeigt[1]), daß die von Hertz entdeckte entladende Wirkung ultravioletten Lichts auf negativ geladene Metallflächen auf die Emission von Kathodenstrahlen zurückzuführen ist, wenigstens wenn man den Versuch im Vakuum anstellt. Indessen wird der lichtelektrische Effekt auch im lufterfüllten Raume keinen wesentlich andern Mechanismus besitzen, worauf auch Lenard selbst aufmerksam macht. Er sagt[2]):

„Die von der belichteten Fläche ausgehenden Kathodenstrahlen werden in dem umgebenden Gase absorbiert und dabei ihre Ladungen an dasselbe abgeben . . ." Auch die meisten andern Physiker erblicken den Mechanismus der lichtelektrischen Entladung im lufterfüllten Raume in einer Emission von Kathodenstrahlen, wobei natürlich gegen das Vakuum als komplizierend der Umstand auftritt, daß dem Gase durch Absorption der Kathodenstrahlen ein Leitvermögen erteilt wird.[3])

Nun hat kürzlich Herr Bose gezeigt[4]), daß von Elektrolytkathoden in Vakuumröhren Kathodenstrahlen emittiert werden. Er fand, daß „alle untersuchten Elektrolyte, deren Dampfdruck genügend klein ist, um ein hinreichend gutes Vakuum erzielen zu können, in hohem Grade die Fähigkeit besitzen, Kathodenstrahlen zu emittieren". Folgende Elektrolyte wurden von ihm untersucht: 1. der Nernstsche Elektrolytglühkörper, 2. sehr konzentrierte Schwefelsäure, 3. sehr konzentrierte Phosphorsäure, 4. eine erstarrte Lösung von Ätznatron in Wasser, 5. und 6. ebensolche Lösungen von Ätzkali und Chlorcalcium. Übrigens hat Paalzow[1]) dieselbe Entdeckung schon im Jahre 1879 gemacht.

Bei dieser Sachlage lag die Vermutung nahe, daß negativ geladene Elektrolytoberflächen ebenfalls den photoelektrischen Effekt zeigen würden. Da nach meiner Kenntnis der Literatur solche Messungen noch nicht gemacht worden sind, habe ich derartige Versuche ausgeführt, über die im folgenden berichtet wird.

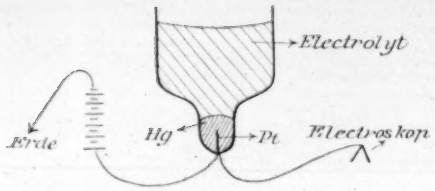
Zunächst machte ich einige Vorversuche in der Form, wie man den photoelektrischen Effekt an Metallflächen zu demonstrieren pflegt: das Licht einer Bogenlampe fiel — entweder direkt oder nach Zwischenschaltung einer Quarzlinse — auf die Elektrolytoberfläche, die durch eine Zambonische Säule geladen und mit einem Elektroskop verbunden war.

Das Gefäß hatte folgende Gestalt:

Die Ladung wurde durch den Platindraht zugeführt, der im Innern des Gefäßes mit einigen Hg-Tröpfchen umgeben war. Der positive Pol der Zambonischen Säule war zur Erde abgeleitet.

1) Ph. Lenard, Ann. d. Physik **2**, 359, 1900; vergl. auch J. J. Thomson, diese Zeitschr. 1, 20, 1899.
2) l. c. S. 374.
3) Ph. Lenard, l. c. S. 375.
4) E. Bose, Ann. d. Phys. **9**, 1061, 1902.

1) A. Paalzow, Wied. Ann. **7**, 133, 1879.



Bei dieser Versuchsanordnung nun ergab sich das unerwartete Resultat, daß eine Entladung durch die Bestrahlung nicht stattfand.

Indessen, dieses Ergebnis konnte an der Versuchsanordnung liegen. Ich habe daher zunächst versucht, dieselbe dadurch empfindlicher zu gestalten, daß der negativ geladenen Elektrolytoberfläche ein zur Erde abgeleitetes Drahtnetz gegenübergestellt wurde. Die Beobachtungen wurden folgendermaßen angestellt: Nachdem die negative Ladung vermittels eines geriebenen Hartgummistabes zugeführt war, wurden mittels des Chronometers die Zeiten bestimmt, innerhalb deren das Braunsche Elektrometer einmal ohne, einmal mit Belichtung einen bestimmten Potentialverlust erleidet. Statt des Braunschen Elektrometers habe ich bei manchen Versuchen das Exnersche Elektroskop benutzt, wobei die Ladung — wie bei den Vorversuchen — durch eine Zambonische Säule zugeführt wurde; in diesem Falle beobachtet man den Gleichgewichtszustand ohne und mit Bestrahlung. Die Blättchen des Elektroskops wurden durch ein Fernmikroskop betrachtet.

Mit diesen Anordnungen habe ich nun zunächst die von Bose untersuchten Elektrolyte geprüft: wieder ohne jeden Erfolg. Mit demselben negativen Resultat habe ich dann eine größere Anzahl willkürlich ausgewählter Elektrolyte untersucht.

Endlich bin ich zu stark gefärbten Leitern zweiter Klasse übergegangen, z. B. Fluoreszein, Fuchsin usw. in der Erwartung, durch Bestrahlung mit einer dem Absorptionsstreifen des Elektrolyten entsprechenden Wellenlänge ein positives Ergebnis zu erzielen. Auch dies war vergebens, so daß der Schluß zu ziehen ist, daß sämtliche untersuchten Elektrolyte in nachweisbarem Maße den lichtelektrischen Effekt nicht zeigen.

Es fragt sich nun, ob es zulässig ist, aus diesem Ergebnis Schlüsse zu ziehen. Denn streng genommen, beweist ein negativ ausgefallener Versuch nie die Nichtexistenz einer Erscheinung, sondern nur, daß sie unterhalb einer gewissen, durch die Versuchsanordnung festgelegten Grenze liegt. Man wird sich namentlich dann auf diesen Standpunkt stellen, wenn der negative Befund mit andern sicher gestellten Ergebnissen im Widerspruche stehen würde.

Indessen glaube ich, im vorliegenden Falle eine Erklärung gefunden zu haben, die mit unsern bisherigen Erfahrungen in gutem Einklange steht.

Die neueren Theorien über den Mechanismus der Elektrizitätsleitung in Metallen haben zu der Annahme geführt, dieselbe dem Transport negativer, masseloser Elektronen zuzuschreiben, die an keine Gleichgewichtslage gebunden sind. Anderseits erfordern gewisse optische Eigenschaften von Gold und Kupfer, wie Herr Drude[1]) gezeigt hat, außerdem die Annahme von gebundenen Elektronen, d. h. solchen, die an die materiellen Atome des Körpers angeheftet sind, mit andern Worten, von Ionen. Verschiedene Gründe führen zu der Annahme, daß diese gebundenen „Kerne" positive Ladung tragen.

Stellt man sich auf diesen Standpunkt, so ist der Vorgang der Elektrisierung eines Metalles folgendermaßen aufzufassen: Führen wir demselben negative Ladung zu, so wird dadurch eine entsprechende Anzahl von positiven Ionen neutralisiert und ebendieselbe Zahl negativer Elektronen frei. Andererseits neutralisiert positive Ladung negative Elektronen und läßt positive Ionen frei werden. Beide Fälle unterscheiden sich sehr wesentlich voneinander, und gerade dieser Unterschied kommt sehr deutlich im lichtelektrischen Effekt zum Ausdruck: Elektronenladung (d. h. negative) wird durch Belichtung zerstreut, Ionenladung (d. h. positive) aber nicht. Im Elektrolyten dagegen existiert ein Unterschied dieser Art nicht! Positive wie negative Ladung trägt hier den Charakter von Ionenladung; in Leiter zweiter Klasse befinden sich beide Elektrizitäten im Falle der positiven bei Leitern erster Klasse, und werden daher auch gegenüber Bestrahlung mit ultraviolettem Licht dasselbe Verhalten zeigen, wie positiv geladene Metallflächen.

Das negative Ergebnis meiner Versuche wäre damit geklärt und als Folge des verschiedenen Mechanismus der Leitung in beiden Fällen erkannt.

Der Aufklärung bedürftig bleibt noch das abweichende Verhalten von Elektrolytkathoden in Vakuumröhren, da an der Richtigkeit der Beobachtung Paalzows und Boses nicht zu zweifeln ist.

Man ist darüber vorläufig auf Vermutungen angewiesen. Eine möchte ich unter aller Re-

1) P. Drude, Ann. d. Phys. 1, 571 ff., 1900; diese Zeitschr. 1, 164, 1900.

serve hier anführen. Prinzipiell ist natürlich nicht ausgeschlossen, daß es Mittel gibt, um auch im Elektrolyten das negative Ion in ein neutrales Atom und ein negatives Elektron zu spalten. Wenn wir solche Mittel kennten, so müßte sich auch bei damit behandelten Elektrolyten der lichtelektrische Effekt zeigen. Es ist nun naheliegend, anzunehmen, daß ein starkes elektrisches Feld, wie es in Vakuumröhren an der Kathode vorhanden ist, ein solches Mittel sei. Auch bei Metallen wissen wir ja durch die Untersuchungen Kreuslers[1]), daß bei Annäherung an das Funkenpotential beträchtliche Steigerungen des photoelektrischen Effektes eintreten.

Macht man diese Annahme, so sind die Beobachtungen Paalzows und Boses erklärt. Auch gegen diese — mir vorläufig am plausibelsten erscheinende — Erklärung lassen sich, wie ich nicht verkenne, Bedenken anführen, die nur auf experimentellem Wege werden als richtig oder unrichtig erwiesen werden können. Vor allen Dingen ist es notwendig, die Lenardschen Versuche der Bestrahlung von Metallflächen im Vakuum mit Elektrolyten zu wiederholen; darüber hoffe ich später berichten zu können.

1) H. Kreusler, Ann. d. Phys. **6**, 399, 1901.

Breslau, Physik. Institut der Univ. im April 1905.

(Eingegangen 16. April 1905).

Die Eigenschaften geringer Radiummengen.

Von A. S. Eve.

In einer neuerdings publizierten Arbeit gibt Herr A. Voller[1]) die Resultate seiner Untersuchungen, die im krassen Widerspruch zur neueren Theorie der Radioaktivität stehen, zur Theorie, die schon bisher fast allerseits die experimentelle Bestätigung gefunden hat.

Herr Voller gibt an, daß die Aktivität, wenn eine sehr kleine Menge einer sehr verdünnten Radiumsalzlösung auf einer Platte abgedunstet wird, so daß sich eine äußerst dünne Schicht bildet, in einigen Tagen oder Wochen verschwindet. Die anderen Untersuchungen haben dagegen zum Schlusse geführt, daß die Lebensdauer vom Radium, mag es in größeren oder kleineren Quantitäten betrachtet werden, mehrere Jahrtausende beträgt und von der Konzentration unabhängig ist.

Und ferner behauptet Herr Voller, daß die Aktivität von Radium, das in solch dünnen Schichten auf einigen Quadratzentimetern zerstreut ist, zur Gesamtmasse von Radium gar nicht proportional ist; die Aktivität per Masseneinheit soll nach ihm sehr stark mit der abnehmenden Gesamtmasse zunehmen. Die anderen Forscher dagegen haben gezeigt, daß die Aktivität eines Körpers von der Konzentration unabhängig ist.

Einige vom Verfasser ausgeführten Versuche lieferten Ergebnisse, die mit Vollers Resultaten nicht im Einklang stehen, die aber, in der Grenze der Versuchsfehler, mit der allgemein angenommenen Theorie der Radioaktivität in völliger Übereinstimmung sind.

Voller gibt die folgende Tabelle für die Aktivitäten der kleinen Mengen von Radium, das auf einer Fläche von 1,2 qcm eingedampft wurde.

Die Radiummenge in mg	Die beobachtete Maximalaktivität
10^{-3}	38,4
10^{-4}	11,6
10^{-5}	6,2
10^{-6}	6,0
10^{-7}	3,6
10^{-8}	2,6
10^{-9}	1,6

Wir sehen hieraus, daß nach diesen Versuchen, wenn die Masse von Radium millionmal vermehrt ist, die Aktivität nicht millionmal, sondern nur vierundzwanzigmal vergrößert wird

Und ähnlich, was die Lebensdauer anbetrifft. Die folgende, derselben Arbeit Vollers entnommene Tabelle zeigt, daß die Aktivität der kleinen Radiummengen nicht nach mehreren Jahrhunderten, sondern schon nach einigen Tagen verschwindet.

Die Radiummenge in mg	Die Lebensdauer in Tagen
10^{-4}	126
10^{-5}	61
10^{-6}	26
10^{-7}	17
10^{-8}	16
10^{-9}	15

Was auch die wahre Erklärung der von Voller beobachteten Erscheinungen sein wird, war, nach der Meinung des Verfassers, die experimentelle Methode, deren sich Voller in diesen Versuchen bediente, eine schlecht geeignete, gerade zur Entscheidung der oben gegebenen zwei Hauptfragen seiner Untersuchungen.

1) Voller, Versuche über die zeitliche Abnahme der Radioaktivität und über die Lebensdauer geringer Radiummengen im Zustande sehr feiner Verteilung. Diese Zeitschr. 5, 781—788, 1904.

Eine mit kleiner Radiummenge bedeckte Platte war befestigt im Abstand von 10 cm von einem Ende eines zylindrischen Metallkondensators, der längs seiner Achse einen isolierten, mit Blättchensystem verbundenen Stab trug. Infolge dieser Versuchsanordnung mußte eine beträchtliche Absorption von α-Strahlen schon in der von ihnen durchdrungenen Luft vor dem Zylinder stattfinden; die Kapazität des Systems mußte groß sein und der Ionisationseffekt in den weiter von der Platte entfernten Teilen des Zylinders mußte in seinem Charakter unsicher werden.

Die vom Verfasser ausgeführten Versuche gestalteten sich folgendermaßen:

1 ccm vom Wasser, das 10^{-6} mg von Radiumbromid enthielt, wurde langsam verdunstet auf der 76 qcm großen Bodenfläche einer versilberten Glasflasche. Die Flasche wurde alsdann mit einem Ebonitkork verstopft und noch vermittels Wachs luftdicht geschlossen. Der Ebonitkork hielt einen dünnen Kupferstab, an dessen unterem Ende eine Schwefelperle befestigt wurde. Am Schwefel hing das Goldblättchensystem. Zum Laden des Elektroskops wurde folgende Versuchsanordnung angewandt. Ein gebogenes, magnetisiertes Stahlstäbchen wurde am Kupferstabe befestigt in der Weise, daß es, wenn man einen Magnet annäherte, die durch Schwefel isolierten Goldblättchen berührte und so die Verbindung der letzteren mit dem Kupferstabe gestattete; der Kupferstab wurde dann zweckmäßig mit einer 300 Voltbatterie verbunden. Alsdann wurde der Magnet entfernt, hiermit die Verbindung der Blättchen mit der Batterie unterbrochen, die Batterie wurde vom Kupferstabe getrennt, und der Kupferstab wie auch der Silbermantel des Elektroskops mit der Erde verbunden.

Die natürliche Zerstreuungsgeschwindigkeit des Systems wurde früher mehrere Tage hindurch mehrmals beobachtet und kleiner als 5 Proz. des gemessenen Effekts gefunden.

Voller hat gefunden, daß 10^{-6} mg Radiumbromid, zerstreut auf der Fläche von 1,2 qcm, in 26 Tagen gänzlich verschwand. In meinen Versuchen sind seit der Zeit, zu welcher das Maximum der Aktivität erreicht wurde, mehr als 40 Tage verflossen, und ich hatte bei 10^{-6} mg auf der Fläche von 76 qcm keine Spur des Verschwindens beobachtet, obwohl sogar einige Prozente Veränderung in der Aktivität mit Sicherheit wahrgenommen werden konnten.

Es wurden ferner die Messungen der Aktivität der kleinen Radiummengen ausgeführt. Professor Rutherford stellte mir freundlichst einige Radiumbromidlösungen zur Verfügung. Die gegebenen Mengen wurden in kleinen Zink- oder Platinschalen von 4,9 qcm Bodenfläche eingedampft. Die Schalen wurden alsdann auf den Boden eines Goldblättchenelektroskops gestellt, das nur eine geringe, vorher bestimmte, natürliche Zerstreuungsgeschwindigkeit zeigte.

Die Bestrebungen, die Aktivität der Mengen 10^{-3} und 10^{-8} mg zu messen, sind nicht gelungen, da in diesen Fällen der Effekt im Elektroskop zu schnell bezw. zu langsam war; dies folgt auch sonst direkt schon von den theoretischen Betrachtungen, wenn die Aktivität der Masse proportional ist.

In allen diesen Versuchen wurden die Werte der Minimumaktivität beobachtet. Dies Minimum kommt zum Vorschein, wenn die Emanation, sobald sie vorhanden war, durch Abdampfen entfernt worden ist, und die eventuell anwesenden Induktionsprodukte zum Verschwinden Zeit genug hatten, also zwei oder drei Stunden nach dem Eindampfen.

Den Vergleich zwischen den Versuchsergebnissen von Voller und denen des Verfassers bietet die folgende Tabelle, in der die Aktivität von 10^{-4} mg in jedem Falle gleich 100 gesetzt wurde.

Die Radiummenge in mg	Aktivität (Voller)	Aktivität (Eve)
10^{-4}	100	100
10^{-5}	53,5	10,6
10^{-6}	51,7	1,18
10^{-7}	31	0,125

Wir sehen, daß, wenn wir die Radiummenge tausendmal vergrößern, die Aktivität, die nach den Versuchen von Voller nur dreimal gesteigert sein sollte, 800mal vergrößert wird, wie es die Versuche des Verfassers zeigen.

Es wäre wünschenswert, die Meinung zu beseitigen, als ob die Aktivität von Radium, wenn es in sehr geringen Mengen vorhanden ist, in einigen Tagen verschwinden sollte. Schon die Existenz von Radium in der Pechblende widerspricht dieser Behauptung.

Es wäre ferner zu betonen, daß die Aktivität des radioaktiven Körpers ganz sicher angenähert und jeder Wahrscheinlichkeit nach sogar ganz präzis der Gesamtmasse proportional ist, und daß die Eigenschaften einer gegebenen Menge des radioaktiven Körpers von der Konzentration unabhängig sind.

Die Experimente von Voller wurden ausgeführt mit Platten, die der freien Luft ausgesetzt waren, während der Verfasser das in luftdicht zugemachten Gefäßen eingeschlossene Radium untersuchte. Und da kein Verschwinden in einem geschlossenen Gefäß konstatiert werden konnte, kann der von Voller beobachtete Effekt nicht durch Abklingung der Aktivität von

Radium verursacht sein, er weist nur hin auf ein Entweichen von Radium selbst von der Platte.

Montreal, den 7. März 1905.

Mc Gill University.

Anmerkung von Prof. Rutherford.

Die oben angegebenen, von Herrn Eve erhaltenen Resultate finden ihre Bestätigung in einigen von mir ausgeführten Experimenten über die Radioaktivität der äußerst verdünnten Radiumlösungen. Vor einem Jahre habe ich eine Lösung bereitet, die in 1 ccm 10^{-6} mg Radiumbromid enthielt; die Lösung wurde in einer geschlossenen Flasche aufbewahrt. Der Gehalt an Radium der obigen Lösung ist nach dem Verlaufe des Jahres nicht verändert worden, wie es die Messungen der produzierten Emanationsmengen erwiesen.

Die zahlreichen, von mehreren Forschern ausgeführten Untersuchungen über die Abklingungsgeschwindigkeit der radioaktiven Produkte haben gezeigt, daß die Abklingungskonstante in keinem Falle von der Konzentration abhängig war. Die Abklingungskonstante der Radiumemanation ergab immer denselben Wert, sogar wenn die gemessenen Emanationsmengen im Verhältnisse von 1 : 1000000 zueinander waren.

Die von Herrn Eve ausgeführten Experimente zeigen mit voller Sicherheit, daß die Aktivität von Radiumbromid, das in geschlossenen Gefäßen aufbewahrt wird, nach dem Erreichen des Maximums gar nicht abnimmt, wie es Herr Voller gefunden hat, falls die dünne Radiumschicht der freien Luft ausgesetzt wurde. Dies zeigt, daß die von Herrn Voller beobachtete Aktivitätsverminderung gar nicht durch irgendeine Veränderung der Geschwindigkeit der Radiumdesintegration verursacht ist. Sie muß nur dadurch hervorgerufen werden, daß die Platten der freien Luft ausgesetzt waren und ihre Aktivität nicht in denselben immer geschlossenen Gefäßen gemessen wurde, in denen sie aufbewahrt wurden. Bis heutzutage ist nicht der geringste Beweis gefunden worden dafür, daß die Geschwindigkeit der Radiumdesintegration in irgendeiner Weise durch die Menge, in der Radium vorhanden ist, verändert sein könnte. In dieser Hinsicht ist das Verhalten des Radiums dem der zahlreichen radioaktiven Produkte völlig analog.

Es unterliegt jedoch keinem Zweifel, daß die kleinen Radiummengen, die von den eingedampften Radiumlösungen auf den Platten zurückbleiben, ihre Aktivität scheinbar ziemlich schnell verlieren, wenn sie der freien Luft ausgesetzt sind. Ich habe beobachtet, daß die Aktivität einer Platte (50 qcm groß), auf der 0,5 mg Radium zerstreut war, im Laufe eines Jahres mehr als zur Hälfte gesunken war. Dieses Verschwinden der Aktivität hat jedoch keinen Zusammenhang mit dem Leben des Radiums selbst, es ist nur jeder Wahrscheinlichkeit nach durch das Entweichen des Radiums selbst in das umgebende Gas verursacht.

Die 10^{-9} mg Radiumbromidmenge, zerstreut auf der Fläche von 10 qcm, ist viel zu klein, um eine Schicht von sogar molekularer Dicke zu bilden. Im Laufe des Verdunstungsprozesses wird Radiumbromid sich zusammenzufassen suchen und kleine Kristalle bilden, die irregulär auf der Plattenfläche zerstreut sind. Diese Teilchen werden an der Platte nicht festgehalten und werden stufenweise entweichen.

Auch die inaktive Materie würde einen solchen Effekt aufweisen, wenn sie in so minimalen Quantitäten zerstreut wäre. Die experimentelle Untersuchung solcher Vorgänge ist jedoch nur im Falle einer radioaktiven Substanz zugänglich, wo die Aktivitätsmessungen die Veränderungen der äußerst minimalen Substanzmengen wahrzunehmen und zu untersuchen gestatten.

(Eingegangen 4. April 1905.)

Die Rotation eines Elektrons mit Volumladung.

Von A. H. Bucherer.

In dieser Zeitschrift **6**, 225, 1905 habe ich das Feld eines rotierenden Elektrons berechnet, unter der Annahme, daß das Elektron als Kugel mit Oberflächenladung aufgefaßt werden kann und daß die Ladung fest an den Flächenelementen haftet. Die gegebene Lösung gestattet nun eine leichte Berechnung des Feldes eines mit Volumladung von konstanter Dichte behafteten rotierenden Elektrons. Das Problem reduziert sich nämlich auf die Aufgabe, die Felder zu addieren, welche von den unendlich vielen Kugelschalen herrühren, in welche man sich das Elektron eingeteilt denkt. Das Feld einer einzelnen rotierenden Kugelschale ist aber bekannt aus der Lösung für Oberflächenladung. Bei letzterer ist außerhalb des Elektrons (siehe l. c.)

$$H_1 = \frac{e a^2 w \cos\beta}{6\pi v r^3}, \quad H_2 = 0,$$

$$H_3 = -\frac{e a^2 w \sin\beta}{12\pi v r^3}.$$

$$D_1 = \frac{e}{4\pi r^2}; \quad D_2 = D_3 = 0.$$

Im Innern des Elektrons besteht das Feld:

$$H_1' = \frac{e w \cos\beta}{6\pi v a}, \quad H_2' = 0,$$

$$H_3' = \frac{e w \sin\beta}{6\pi v a},$$
$$D_1' = D_2' = D_3' = 0.$$

Hier bedeuten: e die Ladung, a den Durchmesser des Elektrons; w die Winkelgeschwindigkeit, β die Zenitdistanz, d. h. den Winkel, welchen der Radiusvektor $\mathfrak{r}$ mit $\mathfrak{w}$ bildet. Die Indices bedeuten die Komponenten in den Richtungen von $\mathfrak{r}$, von der Geschwindigkeit $\mathfrak{u}$, und von $[\mathfrak{r}\mathfrak{u}]$. Diese entsprechen in ihrer Aufeinanderfolge einem Rechtssystem (s. l. c.).

Bei einem Elektron mit der Volumladung e ist die Dichte der Elektrizität, ϱ, offenbar $\frac{3e}{4\pi a^3}$; also die Elektrizitätsmenge, welche an einer Kugelschale haftet:

$$dq = 4\pi r^2 dr \cdot \frac{3e}{4\pi a^3} = \frac{3 e r^2 dr}{a^3}.$$

Für einen Punkt außerhalb des räumlich geladenen Elektrons ist daher das magnetische Feld gemäß den oben gegebenen Werten für Oberflächenladung:

$$H_1 = \frac{w\cos\beta}{6\pi v r^3}\int_o^a r^2 dq = \frac{e w a^2 \cos\beta}{10\pi v r^3},$$

$$H_3 = -\frac{w\sin\beta}{12\pi v r^3}\int_o^a r^2 dq = -\frac{e w a^2 \sin\beta}{20\pi v r^3}.$$

Faßt man einen Punkt im Innern des Elektrons ins Auge, so rührt das dort bestehende magnetische Feld her: erstens von denjenigen Kugelschalen, welche zwischen dem Punkte und dem Mittelpunkte des Elektrons liegen. Für diese Schalen ist offenbar der Punkt ein äußerer Punkt.

Den zweiten Beitrag zum Felde liefern diejenigen Kugelschalen, welche zwischen dem betreffenden Punkte und der Oberfläche des Elektrons liegen. Für diese Schalen ist der Punkt ein innerer. Man erhält daher für einen im Innern des Elektrons gelegenen Punkt:

$$H_1' = \frac{w\cos\beta}{6\pi v r^3}\int_o^r r^2 dq + \frac{w\cos\beta}{6\pi v}\int_r^a \frac{dq}{r}$$
$$= \frac{e w \cos\beta}{20\pi v a^3}(5a^2 - 3r^2)$$

$$H_3' = -\frac{w\sin\beta}{12\pi v r^3}\int_o^r r^2 dq + \frac{w\sin\beta}{6\pi v}\int_r^a \frac{dq}{r}$$
$$= \frac{e w \sin\beta}{20\pi v a^3}(5a^2 - 6r^2).$$

Die elektrische Verschiebung ergibt sich leicht zu:

$$D_1 = \frac{1}{4\pi r^2}\int_o^a dq = \frac{e}{4\pi r^2}; \quad D_2 = D_3 = 0$$

$$D_1' = \frac{1}{4\pi r^2}\int_o^r dq = \frac{e r}{4\pi a^3}.$$

Bonn a. Rh., d. 19. April 1905.

(Eingegangen 20. April 1905.)

Atmosphärische Elektrizität in hohen Breiten.

Von George C. Simpson.[1])

Die neueren Arbeiten von Elster und Geitel, Ebert u. a. haben zu den Daten für das Studium der atmosphärischen Elektrizität drei neue Faktoren hinzugefügt. Diese neuen Faktoren sind: erstens der Betrag, in welchem die permanente Ladung auf der Erdoberfläche sich in die Atmosphäre zerstreut, zweitens der Ionisierungszustand der Luft, und drittens der Betrag radioaktiver Emanation in den tieferen Schichten der Atmosphäre. Diese drei Faktoren sind in der gemäßigten Zone sorgfältig untersucht worden. Zu dem Zweck, unsere Kenntnis dieser Faktoren auch auf die arktischen Gegenden auszudehnen, habe ich mit Bewilligung der „Commissioners of the 1851 Exhibition Scholarship" ein Jahr lang in dem Lappendorf Karasjok Untersuchungen angestellt, Karasjok liegt unter 69°17′ n. Br. und 25°35′ ö. L., 129 m über dem Meeresspiegel und etwa 200 (englische) Meilen südlich vom Nordkap. Die ausgeführten Arbeiten bestanden in folgenden Beobachtungen:

1. Täglicher Aufzeichnung von Kurven für den Potentialgradienten mittels eines selbstregistrierenden Elektrometers nach Benndorf und Berechnung der jährlichen und täglichen Änderung der Potentialgradienten aus diesen Kurven;

2. Anstellung systematischer Beobachtungen der Zerstreuung mittels des Elster und Geitelschen Apparates;

3. Ausführung entsprechender Messungen der Ionisation mittels des Ebertschen Apparates;

4. Messung des in der Atmosphäre vorhandenen Betrages radioaktiver Emanation;

5. Möglichst weitgehende Untersuchungen über den Einfluß des Nordlichts auf die elektrischen Verhältnisse in der Atmosphäre.

Die hauptsächlichsten Resultate, welche ich erhalten habe, lassen sich kurz in die folgenden Angaben zusammenfassen:

1) Auszug aus einer Mitteilung an die Royal Society; vorgelegt in der Sitzung vom 2. März 1905 von Arthur Schuster.

Tabelle I.
Jährliche Änderungen.

Monat	Potentialgradient in Volt/Meter	Zerstreuung			Ionisierung		
		a_+	a_-	q	J_-	J_+	r
Oktober	121	2,21	2,65	1,20	0,34	0,40	1,18
November	167	3,20	3,43	1,07	0,25	0,35	1,40
Dezember	175	2,13	2,53	1,19	0,28	0,39	1,39
Januar	199	1,98	2,33	1,18	0,25	0,26	1,04
Februar	209	1,37	1,47	1,08	0,20	0,24	1,20
März	191	2,79	3,74	1,34	0,28	0,32	1,14
April	131	3,78	4,38	1,16	0,31	0,38	1,22
Mai	103	4,41	4,76	1,08	0,35	0,40	1,18
Juni	90	4,24	4,68	1,10	0,37	0,41	1,09
Juli	98	5,25	5,97	1,13	0,42	0,46	1,10
August	93	4,32	4,94	1,14	0,45	0,51	1,13
September	93	4,28	4,89	1,14	0,42	0,46	1,08

In der vorstehenden Tabelle sind die folgenden Einheiten benutzt:

Der Potentialgradient ist in Volt/Meter ausgedrückt, wie er in einer Ebene beobachtet wurde.

Die Zerstreuung ist angegeben als der Prozentsatz der Ladung, welchen ein der freien Luft ausgesetzter geladener Körper in einer Minute verliert. Die Zerstreuung einer positiven Ladung ist durch a_+, die einer negativen durch a_- bezeichnet, und für das Verhältnis a_-/a_+ ist die Bezeichnung q gewählt.

Die Ionisierung ist angegeben durch die Anzahl elektrostatischer Einheiten freier Ionen von einem Vorzeichen in einem Kubikmeter Luft. Das Symbol J_+ dient zur Darstellung der positiven Ionisierung, J_- für die der negativen, und r bezeichnet das Verhältnis J_+/J_-.

Man ersieht aus den Angaben, daß der jährliche Verlauf des Potentialgradienten in Karasjok sich in Übereinstimmung befindet mit der allgemeinen Regel für die nördliche Hemisphäre: der Potentialgradient steigt von Oktober bis Februar rasch an, erreicht dann ein Maximum, fällt darauf noch schneller bis Ende Mai und bleibt alsdann konstant bis zum Wiederbeginn des Winters im Oktober.

Der Verlauf der Zerstreuung erfolgt genau entgegengesetzt dem des Potentialgradienten; die Kurven, welche diese beiden Größen darstellen, verhalten sich fast wie Spiegelbilder zueinander. Der jährliche Gang der Ionisierung zeigt einen nahezu linearen sechsmonatlichen Abfall von Anfang September bis Ende Februar und im Anschluß daran ein ähnliches sechsmonatliches Ansteigen von März bis Ende August.

Tägliche Änderungen.

Der tägliche Gang des Potentialgradienten das ganze Jahr hindurch zeigt eine einzige Periode mit einem Minimum um 5^h a. m. und einem Maximum gegen 9^h p. m.

Tabelle II.
Täglicher Gang des Potentialgradienten.

Stunde	*a. m.*	*p. m.*	Stunde	*a. m.*	*p. m.*
12—1	115	147	6—7	113	180
1—2	102	151	7—8	121	189
2—3	92	151	8—9	131	194
3—4	87	152	9—10	140	185
4—5	84	153	10—11	138	169
5—6	95	165	11—12	144	142

Die Beobachtungen der Zerstreuung und der Ionisierung wurden dreimal täglich vorgenommen: morgens zwischen 8 und 9 Uhr, von 12 bis 1 Uhr mittags und von 6 bis 7 Uhr abends. Auf Grund der Beobachtungen lassen sich die folgenden Tatsachen bezüglich der täglichen Änderung finden.

Zerstreuung. — Während des Winters und Frühlings zeigen die Morgenbeobachtungen einen ein klein wenig höheren Wert für die Zerstreuung als die Beobachtungen am Mittag, während umgekehrt während des Sommers und Herbstes die Mittagswerte höher sind. Über das ganze Jahr genommen ist die Zerstreuung um Mittag ein wenig größer als früher am Morgen, während die abendlichen Beobachtungen die geringste Zerstreuung von allen dreien ergeben. Der Wert des Verhältnisses q zeigt während 9 Monaten eine tägliche Periode: die Werte am Mittag sind niedriger als bei den Beobachtungen morgens und abends.

Ionisierung. — Die tägliche Periode der Ionisierung ist nicht so ausgesprochen wie die der Zerstreuung. Die Ionisierung ist aber das ganze Jahr hindurch am Abend etwas niedriger als am Morgen und am Mittag. Zwischen der Ionisierung morgens und mittags besteht praktisch kein Unterschied. Die tägliche Periode für das Verhältnis r zeigt ein stetiges Anwachsen vom Morgen bis zum Abend. In dieser Hinsicht stimmt der Verlauf der Ionisierung mit dem der Zerstreuung nicht überein.

Gegenseitige Beziehung zwischen Ionisierung, Zerstreuung und Potentialgradienten.

Sowohl die Zerstreuung als auch die Ionisierung beeinflussen den Potentialgradienten stark. Niedrige Werte für die Ionisierung und die Zerstreuung gehen Hand in Hand mit hohen Werten des Potentialgradienten, und umgekehrt.

Mit wachsendem Potentialgradienten werden auch die Werte für die beiden Verhältnisse q und r größer.

Die Beobachtungen zeigen, daß für eine gegebene Windstärke die Zerstreuung, wie sie am Elster und Geitelschen Apparat gemessen wird, eine lineare Funktion der Ionisierung ist.

Beziehung zwischen dem meteorologischen und dem elektrischen Zustand der Atmosphäre.

Wind. — Wie zu erwarten ist, wächst die Zerstreuung mit der Windstärke schnell an. Das Verhältnis q zeigt mit zunehmender Windstärke eine stetige Abnahme.

Temperatur. — Sowohl die Ionisierung als auch die Zerstreuung werden mit sinkender Temperatur viel kleiner. Bei Temperaturen zwischen 10° C und 15° C beträgt die Zerstreuung 4,95 Proz. und die Ionisierung 0,44 Proz., während bei einer Temperatur unterhalb −20°C die betreffenden Werte 0,83 Proz. bezw. 0,17 Proz. werden. Wie dies aus dem bereits dargelegten Zusammenhang zwischen Potentialgradienten, Zerstreuung und Ionisierung zu erwarten ist, steigt der Potentialgradient mit sinkender Temperatur.

Relative Feuchtigkeit. — Mit zunehmender relativer Feuchtigkeit fällt der Wert der Zerstreuung schnell ab, und das Verhältnis q der negativen zur positiven Zerstreuung wächst. Berücksichtigt man die Werte für das ganze Jahr, so findet man dasselbe Ergebnis auch für die Ionisierung. Betrachtet man indessen die sechs Wintermonate und die sechs Sommermonate für sich, so ist der Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf die Ionisierung nicht ersichtlich.

Das Nordlicht und die elektrischen Verhältnisse in der Atmosphäre.

Ich konnte durchaus keinerlei Beziehung zwischen dem Nordlicht und den elektrischen Verhältnissen in der Atmosphäre entdecken. Die sorgfältigste Beobachtung der Elektrometernadel ließ keine Änderung des Potentialgradienten mit Änderungen der Aurora erkennen.

Radioaktivität.

Ich führte die Messungen der Radioaktivität nach der gleichen Methode aus wie die Herren Elster und Geitel[1]) und benutzte zur Wiedergabe der Resultate auch ihre willkürliche Einheit. Die Beobachtungen erfolgten zu vier verschiedenen Tageszeiten, nämlich von 3 bis 5 Uhr früh, von 10 bis 12 Uhr vormittags, von 3 bis 5 Uhr nachmittags und von 8 Uhr 30 Minuten bis 10 Uhr 30 Minuten abends. Im Laufe des Jahres wurden 420 Beobachtungen in Karasjok und 78 in Hammerfest angestellt.

Ich fand einen äußerst deutlichen jährlichen Verlauf der Radioaktivität, dessen Maximum um die Mitte des Winters, und dessen Minimum um die Mitte des Sommers fällt.

1) Diese Zeitschr. **4**, 526, 1903.

Tabelle III.
Jährlicher Verlauf der Radioaktivität.

	Novbr. und Dezbr.	Februar	April	Mai und Juni	Juli und August	Septbr.
Amittel	129	127	55	47	80	123
Amax.	432	366	210	204	270	390

Die Radioaktivität hat auch einen ausgesprochenen täglichen Gang, dessen Maximum in die frühen Morgenstunden, und dessen Minimum um Mittag fällt.

Tabelle IV.
Täglicher Gang der Radioaktivität.

	Früh am Morgen 3^h—5^h a. m.	Vormittag 10^h—12^h a. m.	Nachmittag 3^h—5^h p.m.	Abend $8^h30'$ bis $10^h30'$ p. m.
Amittel	162	58	62	92

Zwischen der Radioaktivität und den meteorologischen Verhältnissen in der Atmosphäre besteht ein deutlicher Zusammenhang.

Die Radioaktivität steigt mit sinkender Temperatur, sie steigt mit zunehmender relativer Feuchtigkeit, sinkt mit zunehmender Windstärke und ist größer bei sinkendem als bei steigendem Barometer. All diese Tatsachen unterstützen die Theorie von Elster und Geitel, nach welcher der Erdboden die Quelle ist für die in der Atmosphäre enthaltene radioaktive Emanation. Diejenigen meteorologischen Verhältnisse, welche die unmittelbar über dem Erdboden lagernde Luft am Aufsteigen hindern, zielen auf eine Vermehrung der Radioaktivität ab. Umgekehrt vermindern alle diejenigen Verhältnisse, welche eine schnelle Luftzirkulation verursachen, die Radioaktivität, wie sie sich aus den Messungen in den tieferen Schichten der Atmosphäre ergibt, in hohem Maße.

Wie schon oben erwähnt, führte ich auch in Hammerfest Messungen der Radioaktivität aus. Diese Beobachtungen erstreckten sich über einen Zeitraum von vier Wochen. Ich fand beträchtlich niedrigere Mittelwerte als in Karasjok. Das wichtigste Ergebnis der Messungen in Hammerfest war der große Unterschied zwischen der Radioaktivität der Seeluft und der Landluft. Derselbe wird aus der folgenden Tabelle V ersichtlich:

Tabelle V.
Radioaktivität und Windrichtung in Hammerfest.

	Nord	Süd	West
Amittel	8	72	4
Amax.	20	250	10

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. März 1905.)

Über den Einfluß fremder Ionen auf die Funkenentladung.[1]

Von W. Voege.

Nähert man eine Bunsenflamme einer größeren Funkenstrecke, so wird der Funkenüberschlag stärker, wenn man die Flamme in die Umgebung der Kathode, schwächer, wenn man dieselbe in die Nähe der Anode bringt. Um die Wirkung der ionisierten Flammengase auf die eine Elektrode zu beschränken, benutzte ich die Versuchsanordnung der Fig. 1. Die Bunsenflamme brennt in einem Glaszylinder, in welchen die zu prüfende Elektrode durch eine seitliche Öffnung

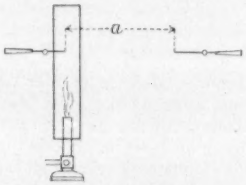


Fig. 1.

hineinragt, während sich der Spitze gegenüber ein kleines Loch befindet, durch welches die Funken mit Leichtigkeit hindurchschlagen. Das Resultat der Versuche war folgendes: Ist die im Zylinder über der Flamme befindliche Elektrode Kathode, so wird der Funkenübergang erleichtert, ist sie Anode, in bedeutend höherem Grade erschwert. Die zur Bildung des Funkens erforderliche Spannung wurde mit Hilfe einer parallel geschalteten Meßfunkenstrecke bestimmt. In der folgenden Tabelle I sind die an der Meßfunkenstrecke erhaltenen Funkenlängen in cm für die verschiedenen Fälle eingetragen.

Tabelle I.

Eingestellte Funkenstrecke a	Ohne Bunsenflamme im Zylinder		Mit Bunsenflamme im Zylinder	
	Kathode	Anode	Kathode	Anode
11 cm	12,6	11,2	10,9	15,0
13 „	14,3	14,5	12,1	17,7
15 „	—	17,2	14,1	22,7
17 „	—	19,0	16,1	25,5
19 „	21,8	20,5	18,5	—
21 „	—	—	20,9	—
23 „	—	—	23,3	—

Um zu entscheiden, ob in den Flammengasen ein Überschuß positiver oder negativer Ionen vorhanden, wurde die Wirkung der Gase auf ein höchst empfindliches Elektroskop nach Elster und Geitel beobachtet. Positiv und negativ geladen wurde das Elektroskop durch die ionisierten Flammengase gleichschnell entladen. Ein überwiegender Einfluß der einen oder anderen Ionen war nicht festzustellen.

Hr. Wehnelt[1]) hat gefunden, daß ein Platinblech, das mit gewissen Metalloxyden (Ca, Ba etc.) bedeckt ist, in glühendem Zustand negative Ionen aussendet. Statt des Platinblechs mit Metalloxyden benutzte ich der Einfachheit wegen eine Nernstlampe, deren Glühkörper ja aus Metalloxyden besteht. Zunächst überzeugte ich mich mit Hilfe des Elektroskops, daß in der Tat durch die von der Nernstlampe ionisierte Luft ein positiv geladenes Elektroskop schneller als ein negativ geladenes entladen wird, also jedenfalls vorwiegend negative Ionen vorhanden sind. Die Nernstlampe wurde an Stelle des Bunsenbrenners in den Zylinder gebracht und es ergab sich folgendes: Ist die Elektrode im Zylinder die Kathode, so wird der Funkenüberschlag nicht wesentlich verändert, ist sie Anode, bedeutend erschwert. Die genauen Zahlen gibt die Tabelle II.

Tabelle II.

Eingestellte Funkenstrecke a	Die Nernstlampe brennt nicht im Zylinder		Die Nernstlampe brennt im Zylinder	
	Kathode	Anode	Kathode	Anode
11 cm	12,6	11,2	—	—
13 „	14,3	14,5	13,6	15,8
15 „	—	17,2	16,5	18,0
17 „	—	19,0	18,5	20,5
19 „	12,8	20,5	21,3	22,0

Wie von verschiedenen Forschern festgestellt, sendet ein Draht aus reinem Platin bei dunkler Rotglut positive Ionen aus. Bei den folgenden Versuchen benutzte ich den glühenden Draht direkt als die eine Elektrode, während als zweite Elektrode wie immer eine Messingspitze diente. In der Nähe des glühenden Drahtes war es nicht möglich, ein Elektroskop nennenswert negativ zu laden, während eine positive Ladung eine Zeitlang erhalten blieb. Hierdurch dürfte auch für meine Versuche die Anwesenheit von vorherrschend positiven Ionen in der Nähe des glühenden Drahtes bewiesen sein. Das Resultat der Überschlagsversuche gibt folgende Tabelle III:

Tabelle III.

Eingestellte Funkenstrecke a	Platindraht-Kathode		Platindraht-Anode	
	kalt	glühend	kalt	glühend
10 cm	9,5	8,3	9,7	9,4
12 „	12,0	10,1	12,2	12,5
14 „	13,5	12,0	—	—
16 „	15,4	14,4	15,7	15,6
18,5 „	18,0	17,2	—	—
20 „	19,2	18,9	—	—

1) Gekürzt aus der Elektrotechn. Zeitschrift.

1) Ann. d. Phys. 14. 425. 1904.

Ist demnach der glühende Platindraht Anode, so ist keine wesentliche Beeinflussung des Funkenüberganges zu konstatieren, ist er Kathode, so wird die elektrische Entladung befördert.

Zusammengestellt ergibt sich aus den obigen Versuchen folgendes:

		Funkenübergang:
Bunsenflamme	an d. Kath.	erleichtert
neg. u. pos. Ionen	an d. Anod.	in höher. Grade erschw.
Nernstlampe	an d. Kath.	unwesentlich erleichtert
vorwieg. neg. Ionen	an d. Anod.	bedeutend erschwert
glühend. Platindraht	als Kathode	erleichtert
vorwieg. pos. Ionen	als Anode	kein bemerkb. Einfluß.

Hiernach läßt sich der Satz aufstellen: Sind die in die Nähe einer Elektrode gebrachten fremden Ionen gleichnamig mit der betr. Elektrode, so haben sie auf den Funkenübergang keinen besonderen Einfluß. Anders die ungleichnamigen. Negative Ionen an der Anode erschweren den Übergang, positive an der Kathode erleichtern denselben.

Nach der Anschauung der modernen Ionentheorie erfolgt die elektrische Entladung durch Ionisierung der Luft zwischen den Elektroden. Aus der Wanderung der positiven Ionen zur negativen, der negativen zur positiven Elektrode folgt, daß sich nahe der Kathode ein Überschuß positiver, nahe der Anode ein Überschuß negativer Ionen befindet. Die Potentialkurve zeigt an der Anode großes negatives Gefälle, weiter nach der Mitte ein kleineres, an der Kathode wieder ein größeres negatives Gefälle.[1]) Wenn nun durch Vermehrung der negativen Ionen an der Anode der Funkenübergang erschwert wird, so darf man wohl annehmen, daß alle negativen Ionen an der positiven Elektrode einen Widerstand für die elektrische Entladung bilden, und daß man in dieser Schicht negativer Ionen an der Anode jedenfalls einen wesentlichen Teil des Übergangswiderstandes beim Austritt der Elektrizität aus der Elektrode in das Gas zu suchen hat.

Diese Annahme erklärt manche eigentümliche Erscheinung auf diesem Gebiet. Unter anderen den Unterschied der Entladung zwischen Spitze und Platte, wenn die Spitze positiv resp. negativ ist. Bekanntlich erfolgt der Funkenübergang schon bei sehr viel geringerer Spannung, wenn die Spitze positiv ist, als umgekehrt. Ist die Platte positiv, so bildet sich vor derselben eine Schicht negativer Ionen, welche den Austritt der positiven Büschel erschwert, dieselben treten sämtlich aus dem Rand der Platte aus und der Funke nimmt lieber den weiteren Weg zum Rande als den direkten zur Mitte der Platte. Ist umgekehrt die Spitze positiv, so spielt naturgemäß die negative Ionenschicht eine viel unbedeutendere Rolle, außerdem ist die ganze elektrische Wirkung auf einen Punkt, die Spitze, konzentriert und vermag daher den Widerstand viel leichter zu durchbrechen. Sind bei positiver Platte und negativer Spitze die Elektroden so weit voneinander entfernt, daß kein Funkenübergang eintritt, so wird derselbe sofort ausgelöst, wenn man die Platte an einer Stelle mit einem festen Isolator berührt und so die negative Ionenschicht durchbricht. Die Funken schlagen dann genau nach dem berührten Punkte der Platte (Fig. 2). Der berührende Körper kann

Fig. 2.

dabei vollkommen abgerundet oder kugelförmig sein, an eine Spitzenwirkung ist also nicht zu denken. Ebenso kann man zwischen zwei Spitzen, zwischen denen für gewöhnlich kein Funke überspringt, sofort lebhaftes Funkenspiel hervorrufen, wenn man die positive Spitze durch einen Isolator, z. B. eine Hartgummiplatte, bedeckt. Die Funken schlagen trotz des größeren Weges um den Rand der Platte herum und hören sofort auf, wenn man die Platte von der Spitze entfernt (Fig. 3). Ferner erklärt der Widerstand

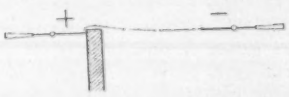


Fig. 3.

der negativen Ionenschicht an der Anode den unregelmäßigen Verlauf der Funkenentladung bei Anwendung von Kugelelektroden. — Durch Vermehrung der positiven Ionen an der negativen Elektrode wird der Funkenübergang erleichtert, während gleichnamige negative Ionen an dieser Stelle keinen besonderen Einfluß haben. Die Ionenvermehrung kann man durch einen kleinen Funken erzielen, den man von der Kathode nach einer dritten, schlecht zur Erde abgeleiteten Elektrode überspringen läßt. Obwohl durch diese Ableitung eine Erniedrigung des Potentials an der Spitze stattfindet, ist die Wirkung der erzeugten positiven Ionen doch groß genug, um einen Funkenüberschlag zu veranlassen. Nähert man die dritte Elektrode der Kathode so weit, daß metallische Berührung eintritt, so hört der Funkenüberschlag auf. Es kann also nicht etwa eine Vergrößerung der Kapazität durch Hinzufügen der dritten Elektrode und hierdurch hervorgerufene Spannungserhöhung durch Resonanz die Ursache der Funkenbildung sein. Diese ist vielmehr in den durch den

1) Starke, Experimentelle Elektrizitätsl. 1904, S. 360 u. f.

kleinen Funken erzeugten positiven Ionen zu suchen. — An der Anode ist die dritte Elektrode meist wirkungslos. Die erzeugten negativen Ionen reichen nicht aus, um den Übergangswiderstand wesentlich zu erhöhen.

Um nun den eigentümlichen Verlauf der Schlagweitenkurve[1]) zu erklären, ist noch folgendes zu beachten. Eine auf hohes Potential geladene Spitze sendet negative Ionen aus, wenn sie Kathode, positive, wenn sie Anode ist. Ein positiv geladenes Elektroskop wird in großem Abstand von der Kathode entladen, ein negativ geladenes von der Anode; und zwar wirkt die Kathode auf weitere Entfernung als die Anode. Die Geschwindigkeit, mit welcher die leichteren negativen Ionen von der Spitze ausgesandt werden, ist größer als die der positiven Ionen. Bei kleinem Elektrodenabstand einer Funkenstrecke nun befindet sich die positive Elektrode im Wirkungsbereich der Kathode, ihr Widerstand wird dadurch erhöht. Die von der Kathode ausgesandten negativen Ionen gelangen bis zur Anode. Je weiter die Spitzen auseinanderrücken, um so geringer wird die Rückwirkung des negativen Poles auf den positiven. Endlich kommt eine Grenzstellung, in der nur noch ab und zu, z. B. bei plötzlicher Spannungssteigerung, negative Ionen die positive Spitze erreichen. Dies ist die Zone der unsicheren Beobachtungen, darüber hinaus wird die Schlagweite der Spannung proportional. — Die von der Anode ausgehenden positiven Ionen, welche zur Kathode gelangen, erleichtern andererseits den Funkenübergang, scheinen aber nur eine untergeordnete Rolle zu spielen. Einmal ist der Einfluß der positiven Ionen an der Kathode geringer als der Einfluß der negativen Ionen an der Anode, und zweitens ist der Wirkungsbereich der Anode infolge der verschiedenen Ionengeschwindigkeit kleiner als derjenige der Kathode. — Der anfänglich steilere Anstieg der Schlagweitenkurve ist hiernach auf eine Rückwirkung der negativen Elektrode auf die positive zurückzuführen. Ob nun die negative Ionenschicht an der Anode den ganzen Übergangswiderstand bildet, oder ob noch ein weiterer Widerstand beim Übergang der Elektrizität in die Luft vorhanden ist, warum ferner die negativen Ionen den Austritt der positiven Büschel so erschweren, das bleiben noch offene Fragen. Im luftverdünnten Raume scheint sich infolge anderer Geschwindigkeitsverhältnisse eine andere Verteilung der Ionen herzustellen. Bekanntlich liegt in Vakuumröhren das größte Potentialgefälle an der Kathode.

Nun noch einige Versuche, welche die obigen Darlegungen bestätigen.

1) Siehe Voege, Ann. d. Phys. **14**, 565, 1904 u. Elektrotechn. Ztschr. 1904, S. 1033.

1. Stellt man (Fig. 4) zwischen die beiden ursprünglichen Spitzen-Elektroden A und B eine

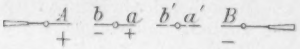


Fig. 4.

dritte Elektrode mit zugespitzten Enden (a u. b), hat man also eine unterteilte Funkenstrecke, so ist es nicht etwa gleichgültig, an welcher Stelle sich diese dritte Elektrode befindet. Der Gesamtwiderstand der Funkenstrecke ist am geringsten, wenn sich die Spitze b in kleinem Abstand von der Anode A, die Spitze a in relativ großem Abstand von der Kathode B befindet. Diese günstigste Stellung ist in der Fig. 4 gezeichnet. Die Anode a muß möglichst weit von der Kathode B entfernt sein. Andererseits wird der Widerstand auch wieder größer, wenn b zu dicht an A herankommt und so die negative Ionenschicht bei A verstärkt. Die Kathode B mit ihrer höheren Spannung übt naturgemäß eine stärkere Wirkung aus, als die erst indirekt zur Kathode werdende Spitze b. Daher ist der Widerstand nicht am geringsten, wenn ab in der Mitte zwischen A und B liegt. Verschiebt man ab aus der gezeichneten Stellung nach der einen oder anderen Seite, so wird der Funkenüberschlag schwächer oder hört ganz auf. Seinen größten Betrag erreicht der Übergangswiderstand, wenn sich ab in der punktierten Stellung $a'b'$ befindet. — Bringt man ab so dicht an eine der Elektroden A oder B heran, daß metallische Berührung stattfindet, so ist die zur Funkenbildung erforderliche Spannung fast genau so groß, als wenn sich ab in der günstigsten Stellung befindet. Es scheint also in dieser letzteren Stellung der Übergangswiderstand an der dritten Elektrode ab nahezu $= 0$ zu sein. Ganz dasselbe Resultat erhält man, wenn man statt der Spitzen Kugeln als Elektroden verwendet.

2. Nähert man einer mit dem Induktor verbundenen Spitzenelektrode eine geerdete Spitze, so fangen bei einem gewissen Abstand Funken an überzuspringen. Ist die Funkenstrecke nicht zu groß, so müssen sich bei der gleichen Spannung längere Funken erzielen lassen, wenn die mit dem Induktor verbundene Spitze Anode, als wenn sie Kathode ist, denn im ersten Fall ist die Rückwirkung der Kathode auf die Anode viel geringer als im zweiten, wo dieselbe vom Induktor auf ein hohes Potential geladen wird. In der Tat erhielt ich bei positiver Spitze Funken von 3,5 cm, bei negativer solche von 2,7 cm Länge.

Zum Schluß sei noch darauf hingewiesen, daß sich ganz ähnliche Verhältnisse wie hier

bei der Funkenstrecke im Lichtbogen wiederfinden. Auch beim Lichtbogen liegt der größte Widerstand unmittelbar an der Anode, auch hier hat man es bei der hohen Temperatur mit Ionisierung zu tun. Endlich gilt für den Lichtbogen die Beziehung $E = a + bL$, wo E die Spannung in Volt, L in Länge des Bogens und a und b zwei Konstanten bedeuten, während für die Funkenstrecke zwischen Spitzenelektroden die ganz analoge Beziehung $V = A + Bd$ besteht, wenn V die Spannung in Volt, d die Länge der Funkenstrecke in Zentimeter und A und B zwei Konstanten sind. Alles weist darauf hin, daß das lange unbekannte „Anodenhindernis" seinen Grund in einer negativen Ionenschicht an der positiven Elektrode hat. Auf die Ionisierung im Lichtbogen denke ich noch zurückzukommen.

Hamburg, Physikal. Staatslaboratorium, Januar 1905.

Das Verhältnis der Ionenbeweglichkeiten in schlechtleitenden Flüssigkeiten und seine Beziehung zu den polaren Unterschieden bei der elektrischen Entladung.

Von Karl Przibram.

An anderer Stelle[1]) habe ich auf den Zusammenhang hingewiesen, der zwischen der Ionenbeweglichkeit und der Büschelbildung in Gasen zu bestehen scheint. Das positive Büschel übertrifft das negative um so mehr an Ausdehnung, je größer in dem betreffenden Gase die Beweglichkeit des negativen Ions im Verhältnis zu der des positiven ist. Später[2]) suchte ich auszuführen, wie diese Beziehung zu verstehen ist und wie viele Eigentümlichkeiten der Büschelentladung sich aus der Ionentheorie erklären lassen. Ich nehme an, daß im eigentlichen Büschel Ionisierung durch negative und positive Ionen stattfindet, daß also die zur Büschelbildung erforderliche Feldstärke vom Vorzeichen unabhängig ist. Ferner soll die Elektrizitätszufuhr so langsam stattfinden, daß nach Erreichung des Minimumpotentials des Spitzenstromes (Ionisierung an der Elektrode selbst) eine kleine Zeit vergeht, ehe die Büschelbildung (Ionisierung im Innern des Gases) eintritt. Vor Erreichung des Minimumpotentials wird das Potential der Elektrode gleichmäßig ansteigen, nachher infolge des Fortwanderns der an der Elektrode gebildeten gleichnamigen Ionen immer langsamer, bis es sich einem stationären Werte nähert, der um so niedriger ist, je mehr Ionen gebildet werden und je rascher sie wandern. Zugleich wird die Bewegung der Ionen im Felde eine Abflachung des Potentialgefälles bewirken, ebenfalls um so mehr, je beweglicher sie sind. Tritt nun nach einer Weile, wenn in einem Gebiete in der Nähe der Elektrode die Ionisierungsspannung des Gases überschritten ist, die leuchtende Entladung ein, so wird sich dieselbe infolge der Schwächung des Feldes durch die nichtleuchtende Entladung (Ionenwanderung) um so weniger weit ausbreiten können, je schneller die Ionen wandern. Es lassen sich nach dieser Auffassung außer der Abhängigkeit des Büschels von der Ionenbeweglichkeit noch erklären: seine Verkürzung durch Ionisatoren, seine Abhängigkeit von Elektrodenkapazität, Stromstärke, Gasdruck und auch die merkwürdigen Formverschiedenheiten. Näheres siehe die zitierte Arbeit.

In einer anderen Arbeit[1]) beschäftigte ich mich mit der Entladung in schlechtleitenden Flüssigkeiten. Es zeigte sich, daß die polaren Unterschiede: das Verhältnis der Länge des positiven Büschels zu der des negativen und das entsprechende Verhältnis der maximalen Funkenlängen zwischen einer Spitze und einer Platte, wenn erstere einmal positiv, das anderemal negativ ist, in verschiedenen Substanzen sehr verschieden sind. So ist in den Kohlenwasserstoffen das positive Büschel (Funken von positiver Spitze) länger, in den Alkoholen dagegen das negative. Wenn die obigen Überlegungen auch hier gelten, so sollten in der erstgenannten Körperklasse die negativen Ionen rascher wandern, in der zweiten die positiven. Es handelte sich nun darum, ein Maß für das Verhältnis der Ionenbeweglichkeiten in diesen Flüssigkeiten zu finden.

v. Schweidler[2]) hat gezeigt, daß sich die J. J. Thomsonsche Theorie der Elektrizitätsleitung in ionisierten Gasen allerdings mit einigen Modifikationen auch auf schlechtleitende Flüssigkeiten übertragen läßt. Er erhielt auch z. B. in Toluol zwischen parallelen Platten, von denen eine auf ein positives Potential gebracht und die andere geerdet wurde, ganz ähnliche Kurven[3]) für den Potentialverlauf, wie man sie in ionisierten Gasen beobachtet. Das Spannungsgefälle ist an den Elektroden am größten, in der Mitte kleiner. Für Gase ist das Verhältnis der Feldstärken unmittelbar an den Elektroden angenähert gleich dem Verhältnis der Ionenbeweglichkeiten.[4]) In Flüssigkeiten wird jedenfalls auch ein größeres Potentialgefälle an einer Elektrode einer größeren Geschwindigkeit des

1) Wien. Ber. **113**, 464, 1904; Ann. d. Phys. (IV) **14**, 383, 1904.
2) Wien. Ber. **113**, 1491—1507, 1904.

1) Diese Zeitschr. **5**, 574—575, 1904; Wien. Ber. **113**, 1303—1316, 1904.
2) Wien. Ber. **113**, 881—902, 1904.
3) Wien. Ber. **109**, 1—10, 1900; Ann. d. Phys. **4**, 307 bis 315, 1901.
4) J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, Cambridge 1903, p. 71.

betreffenden Ions entsprechen. Ich habe nun nach dem Vorgange v. Schweidlers den Potentialverlauf zwischen parallelen Platten (9×9 cm in 4,9 cm Abstand) in einer Reihe von Flüssigkeiten bestimmt, wobei jedoch die Elektroden durch eine in der Mitte geerdete Akkumulatorenbatterie auf entgegengesetzt gleichem Potential gehalten wurden. Die Messung des Potentials von Punkt zu Punkt geschah durch eine verschiebbare Platindrahtsonde, die mit einem Exnerschen Elektroskop mit Spiegelablesung verbunden war. Fig. 1 zeigt eine für Toluol erhaltene Kurve, Fig. 2 eine solche für Amylalkohol.

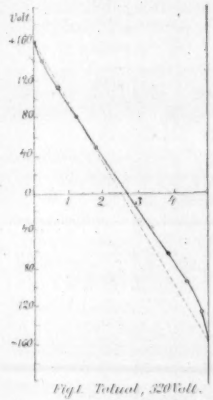


Fig. 1. Toluol, 320 Volt.

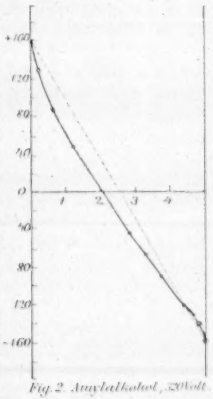


Fig. 2. Amylalkohol, 320 Volt.

Ein Vergleich mit den für Gase erhaltenen Kurven zeigt auf den ersten Blick, daß der Fig. 1 ein schnelleres negatives Ion, der Fig. 2 ein schnelleres positives entspricht.

Da sich die wenigsten Flüssigkeiten in einem größeren offenen Gefäß unverändert erhalten, so wurde die Substanz im folgenden in ein kleines verschließbares Gefäß mit zwei kreisförmigen Elektroden vom Radius 20 mm im Abstand von 16 mm eingefüllt. Ich begnügte mich vorläufig damit, nur in unmittelbarer Nähe der Elektroden durch eine eingeschmolzene Sonde den Spannungsabfall zu bestimmen. Auf diese Weise wurde eine größere Anzahl von Substanzen untersucht. Ihre Reinheit war dieselbe wie bei den Versuchen über die Funkenentladung. Wiederholte Messungen gaben nicht wesentlich verschiedene Resultate. Die folgende Tabelle gibt die so gewonnenen Werte des Verhältnisses des Potentialabfalls an der Kathode zu dem an der Anode (als Maß für das Verhältnis der Beweglichkeit des negativen Ions zu der des positiven). Die zweite Kolumne enthält das Verhältnis der Längen der positiven Funken zu der der negativen.

Substanz	Kathodenfall / Anodenfall	positive Funken / negative Funken
Anilin	1,77	2,73
Pentan	1,64	2,8
Benzol	1,49	1,36
Toluol	1,24	1,44
Schwefelkohlenstoff	1,02	1,0
Cymol	0,93	1,0
Butylalkohol . . .	0,89	0,94
Amylalkohol . . .	0,32	0,58

Wenn man bedenkt, daß die Bestimmung der maximalen Funkenlängen notwendigerweise recht ungenau ist, so kann die Übereinstimmung in der Reihenfolge als sehr befriedigend bezeichnet werden. Die einzige bis jetzt gefundene Ausnahme unter Flüssigkeiten, auf welche die Methode überhaupt anwendbar ist, bildet Aceton. Während nach dem großen Verhältnis der Beweglichkeiten in dieser Flüssigkeit (2,33) auch ein Überwiegen der positiven Funken zu erwarten wäre, ist das Verhältnis der Funkenlängen nur 0,71. Die Abweichung liegt aber im Übergang vom Büschel zum Funken: die Büschel selbst zeigen hier ganz dieselben Unterschiede wie in Luft, wie das Verhältnis der Beweglichkeiten verlangt: das positive ist schön entwickelt, hell und verästelt, das negative dagegen klein, verwaschen, glimmlichtartig — nur sendet es ab und zu lange, äußerst lichtschwache Fäden aus, die dann den Funken auslösen. Es scheint also hier der Entladungsvorgang etwas komplizierter zu sein.

Im allgemeinen gilt somit auch für schlechtleitende Flüssigkeiten der Satz: Das positive Büschel übertrifft das negative um so mehr an Ausdehnung, je größer das Verhältnis der Beweglichkeit des negativen Ions zu der des positiven ist. Dies bildet zugleich eine weitere Stütze obiger Erwägungen über das Zustandekommen der Büschelentladung.

Versuche zur genaueren Bestimmung des Verhältnisses der Beweglichkeiten in sorgfältig gereinigten Substanzen sind im Gange.

(Eingegangen 12. März 1905.)

Der Potentialverlauf im Quecksilberlichtbogen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Josef Pollak.

Die hier beschriebenen Potentialmessungen sind durch eine in den Lichtbogen eingebrachte bewegliche Sonde ausgeführt.

An Sondierungen des Quecksilberlichtbogens fehlt es in der Literatur wohl nicht. Schon Arons[1]), der Wiederentdecker des brillanten

1) L. Arons, Wied. Ann. **58**, 73 u. f., 1896. „Über den Lichtbogen zwischen Quecksilberelektroden, Amalgamen und Legierungen."

Phänomens hat durch zwei feste Sonden den Kathoden- und Anodenfall des Lichtbogens zu bestimmen gesucht. Eingehendere Messungen hat nachher der Erfinder der Quecksilberdampflampe, P. C. Hewitt[1]), und auf dessen Anregung A. P. Wills[2]) unternommen. Mit Hilfe von zwei bezw. vier festen Sonden, die in Hewittsche Lampen eingeschmolzen waren, bestimmten sie die Leitfähigkeit in der positiven Lichtsäule, den Kathoden- und den Anodenfall des Quecksilberlichtbogens für die verschiedensten Verhältnisse. Zu den Arbeiten dieser Autoren, die sich ähnliche Aufgaben wie die hier vorliegende gestellt haben, möchte ich bemerken, daß ich schon seit Ende des Jahres 1903, also lange vor den Publikationen der beiden Herren, mich mit Potential- und Temperaturmessungen im Quecksilberlichtbogen beschäftigte und auch schon im Mai 1904 die endgültigen Apparate bei F. O. R. Goetze, Leipzig, bestellt hatte. Die Lieferung verzögerte sich aber, dann kamen die Apparate zerbrochen an, und ich mußte für einige Zeit die Arbeiten zurückstellen; zudem stieß ich aus Mangel an geeigneten Laboratoriumseinrichtungen auf große Schwierigkeiten bei Herstellung des Lichtbogens. Der Abschluß der Versuche hat sich daher so verschoben, daß ich mir die Veröffentlichung eingehenderer Versuche für eine spätere Zeit vorbehalte, während hier nur eine Meßreihe über den Potentialverlauf folgen möge.

Apparate und Hilfsmittel. Der spezielle Versuchsapparat ist schematisch in Fig. 1 dargestellt. Das Hauptrohr A trägt oben eine durch einen 2 mm dicken Platindraht eingeschmolzene positive Elektrode aus chemisch reinem Nickel, a, unten eine positive Hilfselektrode c aus Quecksilber und einen von vorn eingeschmolzenen, mit Ausnahme seiner Enden mit Glas bedeckten Platindraht b, dessen Spitze genau in der Mitte des Rohrquerschnittes steht. A ist aus einem Glasrohr mit sehr gleichmäßiger Wandstärke ausgeführt, hat einen lichten Durchmesser von 45 mm, die Distanz a bis b, gleich der Lichtbogenlänge beträgt 450 mm, die scheibenförmige Elektrode a hat 25 mm im Durchmesser und ist 3 mm stark. An A ist seitlich durch einen Glasschliff ein Trockengefäß D für Phosphorsäureanhydrid angesetzt und der ganze Apparat bei d an die Luftpumpe angeschlossen. Das barometrische Abschlußrohr B taucht in einen mit Quecksilber gefüllten Zylinder E und ist so breit, daß eine Sonde bequem eingeschoben werden kann. Das U-förmige Sondenrohr C ist, soweit es im

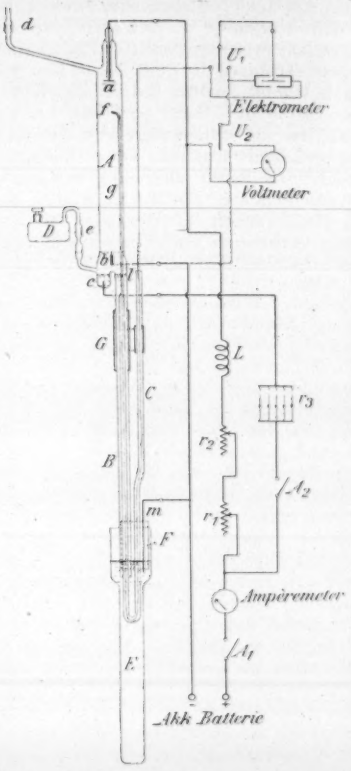


Fig. 1.

Quecksilber oder außen steckt, aus sehr starkem Glase, um Deformationen zu verhüten; der in den Lichtbogen hineinragende Teil g aber ist aus einem nur 4 mm außen starken Glasröhrchen. Als Sonde diente ein 0,5 mm dicker Platindraht f, der mit Ausnahme von 2 mm an der Spitze mit Glas überzogen und in g eingeschmolzen war; ein dünner, doppelt mit Seide übersponnener, an f angelöteter Draht besorgte die Zuleitung von der Sonde zum Elektrometer. Beim Evakuieren von A steigt das Quecksilber aus E nach B, hier nach bekannter Art einen barometrischen Abschluß bildend, ohne die Bewegungen des Sondenrohres zu beeinträchtigen. Zur Verstellung des Quecksilberniveaus, die in der Folge notwendig wird, dient ein entsprechend den Glasröhren ausgeschnittener Tauchkolben F aus Buchsbaumholz mit einer Grob- und einer Feineinstellung seiner Höhenlage; ein platinierter Kupferdraht m zur Stromzuführung reicht durch eine Durchbohrung dieses Kolbens ins Queck-

1) C. P. Hewitt, Electrician **52**, p. 447, 1904. „Conductivity of mercury vapour."

2) A. P. Wills, Electrician **54**, p. 26—27, 1904. „The conduction of electricity in mercury vapour."

silber. Für das Sondenrohr ist noch eine Führung G, hauptsächlich für andere Versuche, angebracht worden. Sie ist so eingerichtet, daß sie zunächst eine genaue Einstellung der Sondenspitze in die Mitte des Querschnittes von A erlaubt und eine genaue Führung und Feststellung der Sonde in allen Punkten der Rohrachse und quer dazu ermöglicht. Über die Einschmelzstelle der oberen Elektrode a ist wegen der verwendeten hohen Stromstärken (bis zu 15 Ampère) eine Kühlschlange aus Blei geschoben, eine zweite solche Kühlschlange läßt sich an dem verlängerten Rohrende oberhalb a anbringen.

Zum Evakuieren diente eine automatische Quecksilberluftpumpe Jaumannscher Konstruktion. Zum Dichten der Glasschliffe wurde Fett verwendet.

Das Quecksilber war sorgfältig mit verdünnter Kalilauge, Salpetersäure und destilliertem Wasser gewaschen, durch Anwärmen auf 140° getrocknet, filtriert und im Vakuum destilliert.

Zum Messen der Potentialdifferenzen konnte ich mir nur ein Instrument mäßiger Qualität verschaffen. Es war das ein Quadranten-Elektrometer der Mascartschen Type mit Bifilaraufhängung der Nadel mittels Kokons und Elektrizitätszuführung und Dämpfung durch Schwefelsäure.

Zur Strom- und Spannungsmessung wurden Präzisionsinstrumente der Weston El. Instr. Co. (Drehspulen-Instrumente) benutzt, und zwar ein Ampèremeter für Gleichstrom bis 25 Amp. und ein Millivoltmeter mit 999 Ω Vorschaltwiderstand.

Durchführung der Versuche. Der gut gereinigte und getrocknete Glasapparat wurde nach seiner Zusammensetzung sorgfältig evakuiert. Eine peinliche Entfernung aller okkludierten Gase und Wasserdämpfe ist eine unerläßliche Vorbedingung einer bequemen Zündung und der Stetigkeit des Quecksilberlichtbogens. Ist der Apparat noch an der Pumpe gut getrocknet, so kann man probieren, den Lichtbogen zwischen a und l zu zünden. Die hier verwendete Schaltung geht aus Fig. 1 hervor. A_1 und A_2 bedeuten Starkstromausschalter, r_1, r_2 Regulierwiderstände, r_3 einen Glühlampenwiderstand und L einen induktiven Widerstand, der mit dem Lichtbogen in Serie geschaltet diesen beständiger macht. Für Meßzwecke dienten das oben erwähnte Elektrometer, das Ampère- und Voltmeter, ferner die beiden Umschalter U_1 und U_2. Der negative Pol der Gleichstromquelle muß wegen der bekannten unipolaren Leitung an das Quecksilber gelegt werden, der positive Pol wird mit der Nickelelektrode verbunden, außerdem geht eine Abzweigung der positiven Klemme über A_2 und r_3 zur Hilfselektrode c, die auch aus Quecksilber besteht.

Zur Zündung des Lichtbogens werden A_1, A_2 geschlossen, der Tauchkolben F so weit gesenkt, daß das bei l stehende Quecksilber nach c überfließt. Mittels r_3 wird eine passende Stromstärke, hier 3 bis 4 Ampère, einreguliert und F wieder gehoben, so daß sich die Quecksilberoberflächen trennen und ein kurzer Lichtbogen zwischen c und l sich bildet. Die so entstehenden ionisierten Quecksilberdämpfe steigen allmählich in A empor und überbrücken endlich den Raum a l, so daß auch dieser Lichtbogen aufflammt [1]), allerdings, um gleich darauf wieder zu verlöschen; denn infolge der starken Wärmeentwicklung lösen sich ungemein viele okkludierte Gase und Dämpfe von den Glaswänden und den Elektroden ab und ersticken durch starke Molisierung den Lichtbogen. Unter fortwährendem Pumpen muß er immer wieder gezündet werden, bis er endlich beliebig lange und selbst bei großen Stromschwankungen brennt.

Die Anode des Lichtbogens ist je nach der Stromstärke in Dunkel- bis Hellrotglut. An der Kathode ist jener Punkt, an dem die Verdampfung und Ionisierung durch hohe Temperatur statthat, also die eigentliche Basis des Lichtbogens durch eine weißglühende vertiefte Stelle charakterisiert, deren Ausdehnung mit der Stromstärke wächst und die bekanntlich eifrig auf der Quecksilberoberfläche umherirrt, was wegen der dadurch herbeigeführten Spannungsschwankungen bei Messungen, besonders in Kathodennähe, hinderlich ist. Dieses Umherwandern kann dadurch vermieden werden, daß man den erwähnten Platindraht b im Quecksilber bis nahe an dessen Oberfläche anbringt. Die weißglühende Stelle haftet dann, wohl infolge Kapillardepression, an der Spitze des Drahtes fest. Nachdem also der Lichtbogen a—l gezündet ist, kann der nun überflüssige Hilfslichtbogen c—l unterbrochen, das Quecksilber durch Senken von F bis über die Spitze von b gehoben und auf dieser Höhe konstant durch den Tauchkolben erhalten werden. Eine Einstellung des Quecksilberniveaus ist nicht nur wegen des wechselnden Barometerstandes vor der Messung, sondern auch während derselben notwendig, da mit Verschiebung der Sonde auch die Quecksilberhöhe je nach Eintauchtiefe des Sondenrohres variiert.

Nach der Einstellung des Quecksilbers, sowie nach jeder Veränderung der den Lichtbogen bestimmenden Größen muß einige Zeit abgewartet werden bis sich eine konstante

1) Diese Zündungsmethode ist eine Modifikation einer von E. Weintraub (Phil. Mag. 7, 95 u. f., 1904) angegebenen.

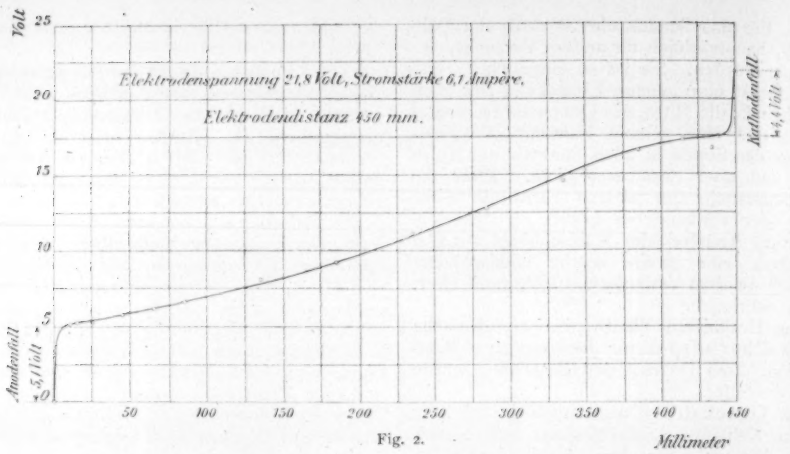


Fig. 2.

Stromstärke und Elektrodenspannung einstellt. Dieses ist dann der Fall, wenn sich zwischen der Wärmeproduktion im Lichtbogen und der Wärmeausstrahlung ein Gleichgewicht hergestellt hat. War dieses eingetreten, so wurde die Sonde entlang der Rohrachse in verschiedenen Abständen von den Elektroden im Lichtbogen eingestellt, am Elektrometer das Potential zwischen Sonde und Anode und hierauf nach Umlegen des Schalters U_2 jenes zwischen Sonde und Kathode abgelesen.

Das Elektrometer ist mit Doppelschaltung benutzt worden. Seine Aichung lieferte bei einem unveränderlichen Abstand Spiegel-Skala von 235 cm die Gleichung

$$V_1 - V_2 = 3{,}910_4 \cdot \sqrt{s},$$

wo $V_1 - V_2$ die gesuchte Potentialdifferenz in Volt und s die Fernrohrablesung in Skalenteilen bedeuten. Da die Elektrometernadel ihre Nullage immerwährend änderte und eine genaue Orientierung derselben nicht möglich war, so wurde bei jeder Beobachtung mittels des Umschalters U_1 ihre Verbindung mit den Quadrantenpaaren kommutiert und das Mittel aus beiden Ablesungen genommen.

Als Fehlerquellen dieser Messungen wäre neben denen, die den Meß- und Ablese-Instrumenten anhaften, in erster Linie die Störung durch die Einführung der Sonde in den Lichtbogen hervorzuheben. Abgesehen von jenen zurzeit noch der Klärung bedürftigen Erscheinungen der Ionenentziehung durch die Oberflächen fester Körper, die man unter dem Namen der „elektrischen Kontaktkraft" zusammenzufassen pflegt, ist schon die Querschnittsverengung durch die Sonde allein nicht zu vernachlässigen. Ich war daher bestrebt, die Sondendimensionen auf ein Minimum zu reduzieren. Die Querschnittsverengung durch das 4 mm außen starke Sondenrohr beträgt 0,8 Proz., jene durch die Quersonde 2,1 Proz. Als wesentlicher Faktor kommt noch hier die dem Glase eigene, ziemlich hohe Wärmekapazität in Betracht, dadurch eine lokale Temperaturänderung im Lichtbogen bei Verschieben der Sonde und damit verbunden eine Änderung in den Strömungs- und Potentialverhältnissen. Dieser letztere Übelstand konnte teilweise dadurch behoben werden, daß vor jeder Ablesung gewartet wurde, um der Herstellung eines stationären Zustandes Zeit zu lassen. Besonders stark werden die Veränderungen, wenn die Sonde sich in der Nähe der Anode befindet, da sie einen bedeutenden Teil derselben beschattet und so ein Landen der heranschießenden elektrisch geladenen Quecksilberteilchen erschwert. Nach Abstellung des Lichtbogens hebt sich diese beschattete Stelle scharf von der übrigen, mit feinen Quecksilbertröpfchen wie mit Tau bedeckten Anode ab. Kleiner dürften die Veränderungen sein, die bei großer Nähe der Sonde an der Kathode Platz greifen.

Eine andere Fehlerquelle bildet das sich an der Glaswand kondensierende und von Zeit zu Zeit herabrutschende Quecksilber.

Eine kleinere Änderung speziell des Kathodenfalles dürfte auch der bis nahe an die Oberfläche des Quecksilbers heraufragende Platindraht C verschulden, da sich bei der an der Kathodenbasis herrschenden sehr hohen Temperatur das Platin einerseits amalgamieren, andererseits durch Kapillarkräfte die Verdampfungsarbeit an dieser Stelle und damit den Kathodenfall etwas herabsetzen dürfte.

Resultate. Die Meßergebnisse sind in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellt. Darin bedeuten: i die konstant gehaltene Strom-

stärke, a den Abstand der Sonde von der Anode, s_1 die Elektrometerablesung des Potentials der Sonde gegen die Anode, s_2 die der Sonde gegen die Kathode, V_1 und V_2 die daraus mit Hilfe der oben angegebenen Elektrometerkonstanten berechneten Potentiale. Die ganze Meßreihe wurde für eine vollständige Herunter- und eine vollständige Hinaufbewegung der Sonde aufgenommen und während jeder Ablesung, wie schon bemerkt, die Verbindung der Elektrometernadel kommutiert. Der Kürze halber sind hier nur die aus den vier Beobachtungen gebildeten mittleren Werte s für jede Sondenstellung angegeben. Die Potentialdifferenz $V_1 - V_2$ stimmt, abgesehen von kleinen Schwankungen, die hier immer vorkommen, mit der Voltmeteranzeige überein.

$i = 6{,}1$ Ampère. Elektrodendistanz 450 mm. Zimmertemperatur 18,6° C. Versuchsdauer 3 Stdn. 40 Min.

a mm	s_1 Skalenteile	s_2 Skalenteile	V_1 Volt	$-V_2$ Volt	$V_1 - V_2$ Volt	ΔV Volt	V_1' Volt	V_2' Volt
10	1,78	24,08	5,21	19,20	24,41	2,58	5,15	16,68
14	1,85	23,72	5,32	19,03	24,35	2,52	5,24	16,59
24	1,90	23,30	5,39	18,88	24,27	2,44	5,26	16,57
44	2,35	21,55	5,99	18,13	24,12	2,29	5,77	16,06
64	2,77	20,02	6,50	17,50	24,00	2,17	6,19	15,64
84	3,22	18,55	7,02	16,84	23,86	2,03	6,64	15,19
134	4,70	14,80	8,47	15,04	23,51	1,78	8,04	13,79
184	6,37	12,05	9,87	13,58	23,45	1,62	9,21	12,62
234	8,70	8,03	11,53	11,07	22,60	0,77	11,13	10,70
284	11,18	5,40	13,07	9,16	22,23	0,49	12,82	9,01
334	14,75	3,53	15,02	7,37	22,39	0,56	14,60	7,23
384	18,23	1,80	16,68	5,24	21,92	0,09	16,60	5,23
414	19,95	1,48	17,46	4,76	21,21	−0,62	17,02	4,81
434	20,05	1,78	17,48	5,21	22,69	0,76	16,65	5,18
439	20,00	1,25	17,46	4,37	21,83	0,00	17,46	4,37

Verfolgt man den Verlauf der Werte $V_1 - V_2$ in den Detailprotokollen, so zeigt sich, daß die Elektrodenspannung bei konstanter Stromstärke während der Aufwärtsbewegung der Sonde um ca. 12 Proz. der Anfangsspannung ansteigt und bei der Abwärtsbewegung wieder um denselben Betrag fällt. In dieser zusätzlichen Potentialdifferenz ΔV prägt sich auf eine nicht uninteressante Art der Sondeneinfluß zahlenmäßig aus; noch merkwürdiger ist es, daß ΔV fast linear mit der Länge des in den Lichtbogen hereinragenden Sondenrohres anwächst. Ich habe nun die Werte V_1, V_2 unter der Annahme korrigiert, daß sich ΔV im Verhältnis der Abstände der Sonde von den Elektroden auf die beiden Größen verteilt:

$$\Delta V_1 : \Delta V_2 = a : (450 - a).$$

Die so erhaltenen Zahlen $V + \Delta V$ sind in den Rubriken V_1' und V_2' eingetragen.

Diese Art der Korrektur wird sehr willkürlich erscheinen. Tatsächlich kann ich augenblicklich eine strenge Begründung dafür nicht angeben. Indes dürften sich die so gefundenen Werte V_1', V_2' von den richtigen um nicht viel unterscheiden. Denn der mittels Sonde gemessene Kathodenfall wird wohl (wegen der kleinen Ausdehnung der eigentlichen Kathode und der nicht sehr nahe herangeführten Sonde) von dem ursprünglichen nur sehr wenig und der Anodenfall wenigstens nicht bedeutend abweichen; und dem wird die angewandte Korrektur gerecht. Der Haupteinfluß der Sonde wird sich auf den mit dem Sondenrohr in Berührung kommenden Teil der ungeschichteten Lichtsäule erstrecken und wird jedenfalls mit der freien Länge des Sondenrohres wachsen. Auch diese Forderung wird, wenigstens für die obere Hälfte des Lichtbogens durch die Korrektur erfüllt, und in der unteren Hälfte sind die Differenzen ΔV an sich nicht bedeutend. Schließlich ist der absolute Betrag von ΔV nicht übermäßig groß und ändert sich stetig und fast gleichmäßig mit den Abständen der Sonde von den Elektroden, so daß sich selbst durch eine sehr rohe Korrektur des Potentialverlaufes die charakteristische Gestalt der Kurve, auf die es hier hauptsächlich ankommt, nicht stark verschieben kann.

Graphisch dargestellt ist der Potentialverlauf mit Benutzung der korrigierten Werte V'' in der Figur 2. Der Potentialgradient ist in der ungeschichteten Lichtsäule fast konstant, im dunkeln Kathodenraum und gegen die Anode zu etwas kleiner. Der Kathodenfall beträgt hier 4,4 Volt, der Anodenfall (für Nickel) 5,1 Volt.

Bemerken möchte ich noch, daß ich derartige Kurven für verschiedene Stromstärken aufgenommen habe und ihre charakteristische Gestalt immer die gleiche war. Der Einfluß der Sonde war bei größerer Stromstärke stärker, aber immer annähernd proportional der Länge des in den Lichtbogen hereinragenden Sondenrohres.

Von der Gesellschaft zur Förderung deutscher Wissenschaft, Kunst und Literatur in Böhmen habe ich eine materielle Unterstützung zur Durchführung der Versuche erhalten, wofür ich hier meinen ergebenen Dank abstatte; ferner möchte ich Herrn Professor Dr. J. Puluj (Prag) für das Interesse danken, das er meiner bescheidenen Arbeit entgegengebracht hat.

Prag, am 30. März 1905.

(Eingegangen 31. März 1905.)

Über „abgestimmte" Lichttelegraphie.

Von V. J. Laine.

Einer von den Vorzügen der von Prof. Zickler erfundenen, mittels ultravioletter Lichtwellen vermittelten drahtlosen Telegraphie ist die Möglichkeit, das Telegraphengeheimnis zu bewahren. Andererseits sind die starke Verkürzung der Tragweite und die kostspieligen Apparate die Schwächen dieses Systems. Infolgedessen ist dem Einsender nachstehender Mitteilung der Gedanke gekommen, daß man die gewöhnliche Lichttelegraphie (Heliograph) verbessern könne und zwar in bezug darauf, daß die Bewahrung des Telegraphengeheimnisses wenigstens in gewissem Grade gesichert werde. Ich erlaube mir nachstehend mein System klarzulegen.

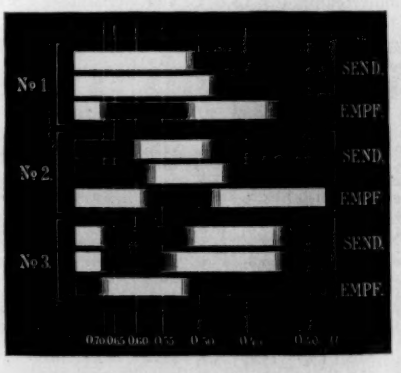
Dieses gründet sich hauptsächlich auf den Umstand, daß das Auge die Farbendifferenz zweier Lichter nicht wahrzunehmen vermag, auch wenn sie in spektralischer Hinsicht ein wenig verschieden wären, zumal wenn sich der spektrale Unterschied in demselben Farbengebiet findet. Die aus solchen Lichtblitzen gebildeten Zeichen entgehen also dem Auge des Unberufenen ohne Kenntnis besonderer Chiffriermittel.

Bei von mir angestellten derartigen Laboratorienexperimenten habe ich, zur Herstelluug der Lichter von oben erwähnter Art zum Zwecke der Zeichengebung, drei verschiedene Filterkombinationen verfertigt. Diese bestehen aus farbigen Gläsern und unbelichtet fixierten Trockenplatten, deren Gelatineschicht mit Farbstoffen imprägniert wurde. Beifolgendes Bild zeigt ihre Absorption in verschiedenen Teilen des Spektrums. Sie sind sämtlich mit zwei Absendungsfiltern versehen, die vor die Lichtquelle gestellt werden derart, daß man sie dort je nach Bedarf wechseln kann zur Herstellung der Zeichen, und mit einem Empfangsfilter, mit dessen Hilfe das Dechiffrieren der Zeichen zustande gebracht wird und das bequemlichkeitshalber die Brillenform haben oder in Verbindung mit einem Fernrohr gebracht werden kann.

Absendungsfilter in der Kombination Nr. 1 lassen scheinbar ähnliches gelbes Licht durch, allein das eine derselben absorbiert das violette Ende des Spektrums bis etwa 0,52 μ, während die Absorption des anderen sich nur bis ungefähr 0,47 μ hinstreckt. Das Empfangsfilter dagegen absorbiert Teile 0,70 μ bis 0,52 μ und durch dasselbe gesehen ist das Licht des erstgenannten Filters hellrot und das des zweiten weißlichgrün oder fast weiß, weil Rot und Blaugrün Komplementärfarben sind, wobei jedoch das Übergewicht des Grün von der jeweilig benutzten Lichtquelle abhängt. Die Zeichen scheinen mithin als rot und weißlichgrün.

Die mit Filtern anderer Art angestellten Versuche zeigten, daß das Dechiffrieren der Zeichen nur mit einem solchen Filter gelingt, das die längeren grünen Lichtwellen bis auf etwa 0.55 μ bis 0,50 μ absorbiert, aber dessen Absorption sich nicht weiter an das violette Ende heran streckt. Dies Resultat wurde nämlich nicht erzielt mit einem Filter, dessen Absorption sonst der des Empfangsfilters gleich war, aber sich nur bis 0,55 μ streckte. Bei Anwendung des letztgenannten Filters geschahen selbstverständlich Intensitätsschwankungen im Grün, aber diese waren nicht für das Auge wahrnehmbar.

Das von den Sendefiltern in Nr. 2 durchgelassene Licht ist grün und beide erscheinen



dem Auge vollkommen ähnlich. Das nebenbei stehende Bild zeigt ihren spektralen Unterschied und daraus ergibt sich auch, dem System gemäß, daß als Empfänger ein Filter benutzt werden muß, dessen Absorptionsband etwa 0,58 μ bis 0,48 μ ist. Da scheint das Licht des ersten Filters gelb, des anderen blau und dieselben Farben haben demnach auch die Zeichen.

Absendungsfilter in Nr. 3 lassen beide Licht hindurch, das dem Auge gleichblau erscheint, und aus dem Bilde erhellt, daß dabei ein Empfangsfilter angewendet wurde, welches alle Lichtstrahlen absorbiert außer 0,70 μ bis 0,52 μ, dabei fast alle durch das erste Absendungsfilter gedrungenen Strahlen aufnehmend, aber im zweiten Filter die grünen Strahlen 0,55 μ bis 0,52 μ durchlassend. Mit Hilfe des ersten Sendefilters kann man also das Licht hindern, an die Empfangsstation zu gelangen, und dementsprechend müssen bei dieser Kombination die Zeichen gegeben werden mit den durch das zweite Filter gehenden längeren und kür-

zeren Lichtblitzen, somit dem heliographischen Verfahren ähnlich.[1])

Es versteht sich, daß durch Benutzung anderer Stoffe als derjenigen, die mir bei der Herstellung der Filter zur Verfügung standen, noch neue Kombinationen, von denen jede ihr eigenes einigermaßen bestimmtes Empfangsfilter hat, erhalten werden können. Ohne diese können die Zeichen nicht dechiffriert werden, denn was die Verwendung des Spektroskops zu diesem Zwecke betrifft, so macht bei Tage das Nebenlicht seinen Gebrauch unmöglich und bei Dunkelheit kann man sich wohl besonderer Nebenlaternen zur Hervorbringung derselben Wirkung bedienen.

Wie aus Obigem hervorgeht, ist das System auf längeren Abständen bei eigentlicher Zeichengebung nicht erprobt worden, weshalb auch noch nicht ermittelt ist, in welchem Umfange die mittels der gewöhnlichen Lichttelegraphie gewonnenen Entfernungen wegen der Absorption der Filter verkürzt werden, was selbstverständlich in erheblichem Grade auf die praktische Brauchbarkeit des Systems Einfluß hat. Bei Anwendung künstlichen Lichtes sei dem doch einigermaßen abgeholfen durch passende Wahl der Lichtquelle, und vielleicht kann man deren Ausstrahlungsfähigkeit auf solchen Spektralgebieten, die jeweilig in Frage stehen, noch künstlich, z. B. mit Metallverbindungen, verstärken. Diese Mitteilung dürfte deshalb dann ihren Zweck erfüllt haben, wenn sie Anlaß zu derartigen Experimenten gäbe.

1) Durch Verstärkung der Absorption am roten Ende des Spektrums habe ich auch Nr. 1 und 2 auf ähnliche Zeichengebung angepaßt wie Nr. 3. Indessen besitzen aber von den oben besprochenen Formen die Kombinationen 1 und 2 Vorzüge, die sie z. B. bei gewöhnlichen Zeichengebungslaternen anwendbar machen.

Björneborg (Finnland), 20. März 1905.

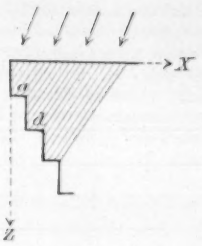
(Eingegangen 24. März 1905.)

Die Krümmung der Interferenzstreifen beim Stufengitter.

Von M. Laue.

Schon vor einem Jahre machte mich Herr E. Gehrcke darauf aufmerksam, daß beim Stufengitter die Interferenzstreifen erheblich gekrümmt sind. Auch einige von ihm hergestellte Photographien zeigen dies deutlich. Da diese Erscheinung meines Wissens in der Literatur bisher nicht erwähnt und erklärt ist, soll im folgenden ihre theoretische Erklärung gegeben werden.

In die Grundfläche des Stufengitters legen wir die XY-Ebene des Koordinatensystems, das wir benutzen wollen, und zwar so, daß



die Y-Achse mit der äußersten Kante des Stufengitters zusammenfällt und die positive X-Achse in die Richtung weist, in welcher seine Dicke zunimmt. Die positive Z-Richtung soll mit den Lichtstrahlen, von denen wir annehmen, daß sie durch die Grundfläche in das Stufengitter eintreten, einen spitzen Winkel bilden, und die Achse des Beobachtungsfernrohrs sei parallel zu ihr. Die Lage des Anfangspunktes des Achsenkreuzes brauchen wir ebensowenig noch weiter festzulegen, wie die Lage des Fernrohrs; eine Parallelverschiebung des letzteren macht nichts aus. In seiner Brennebene bestimmen wir einen Punkt durch die Koordinaten ξ, η; ξ soll dabei vom Schnittpunkt der Achse mit der Brennebene in der X-Richtung, η von demselben Punkt aus in der Y-Richtung gemessen sein. Strahlen, welche vom Fernrohr im Punkt ξ, η vereinigt werden, haben vor dem Eintritt in letzteres die Richtungskosinus

$$\alpha_1 = \frac{\xi}{\varrho}, \quad \beta_1 = \frac{\eta}{\varrho}, \quad \gamma_1 = \frac{f}{\varrho}, \tag{1}$$

wobei

$$\varrho^2 = \xi^2 + \eta^2 + f^2,$$

und f die Brennweite des Fernrohrs ist. Die Lichtquelle nehmen wir zunächst als punktförmig an. Da sie durch den Kollimator ins Unendliche verlegt wird, sind die von ihr ausgehenden Wellen beim Eintritt ins Stufengitter ebene Wellen. Im Glase des Stufengitters sollen α_0, β_0, γ_0 die Richtungskosinus der Strahlen sein.

Die optische Weglänge von der Lichtquelle nach einem Punkt x, y, z, der auf einer der Gitterstufen liegen soll, und von dort zum Punkt ξ, η der Brennebene des Beobachtungsfernrohrs bezeichnen wir mit r. Die Kirchhoffsche Beugungstheorie gibt für die Helligkeit im letzteren Punkt bei Anwendung einfarbigen Lichtes von der Wellenlänge λ (im Vakuum) die Formel:

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{J} &= C^2 + S^2, \\ C + iS &= \int\int dx\,dy\,e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(r+\delta)}. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Die Integration ist dabei über alle Stufen des Gitters zu erstrecken; δ ist eine von x, y, z

unabhängige Größe, welche fortfällt, wenn man den Ausdruck für $\mathcal{J}$ bildet.

Das Auftreten dieser Konstanten weist darauf hin, daß man bei der Auswertung von r Stücke, welche allen in Betracht kommenden Strahlen gemeinsam sind, fortlassen kann. Stücke dieser Art sind die optischen Weglängen von der Lichtquelle bis zu einer Ebene von der Gleichung

$$\alpha_0 x + \beta_0 y + \gamma_0 z = \delta_0 ; \qquad (3)$$

denn dies ist eine Wellenebene des einfallenden Lichtes; und ebenso können wir die Weglänge von einer Ebene

$$\alpha_1 x + \beta_1 y + \gamma_1 z = \delta_1 \qquad (4)$$

bis zum Punkt ξ, η außer Betracht lassen. Nun hat ein Punkt der ersten Stufe des Gitters die Koordinaten

$$x < a, \; y, \; d,$$

wenn a die Stufenbreite, d ihre Höhe ist (siehe die Fig.); der entsprechende Punkt der $m$ten Stufe hat dann die Koordinaten

$$x + (m-1)a, \; y, \; md.$$

Der optische Abstand des letzteren von der Wellenebene (3) ist, wenn wir mit n den Brechungsindex des Glases bezeichnen,

$$n[\alpha_0 (x + (m-1)a) + \beta_0 y + m\gamma_0 d - \delta_0];$$

sein Abstand von der Ebene (4)

$$-[\alpha_1 (x + (m-1)a) + \beta_1 y + m\gamma_1 d - \delta_1],$$

so dass

$$r = (x + (m-1)a)(n\alpha_0 - \alpha_1) + y(n\beta_0 - \beta_1) + md(n\gamma_0 - \gamma_1) - (n\delta_0 - \delta_1)$$

ist. Setzt man in (2)

$$\delta = (n\delta_0 - \delta_1) + a(n\alpha_0 - \alpha_1),$$

so findet man, wenn p die Zahl der Gitterstufen ist,

$$C + iS = \sum_1^p{}_m \, e^{\frac{2m\pi i}{\lambda}[a(n\alpha_0 - \alpha_1) + d(n\gamma_0 - \gamma_1)]} \times$$

$$\times \int_0^a dx \, e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(n\alpha_0 - \alpha_1)x} \cdot \int dy \, e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(n\beta_0 - \beta_1)y}.$$

In dem Ausdruck

$$C^2 + S^2 = \mathcal{J}$$

treten also drei Faktoren auf. Der erste ist das Quadrat des absoluten Betrages der in der letzten Gleichung auftretenden Summe; er ist gleich:

$$\frac{\sin^2 \frac{p\pi}{\lambda}[a(n\alpha_0 - \alpha_1) + d(n\gamma_0 - \gamma_1)]}{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda}[a(n\alpha_0 - \alpha_1) + d(n\gamma_0 - \gamma_1)]} \qquad (5)$$

Der zweite entspricht dem Integral nach x und hat den Wert:

$$\frac{\sin^2 \frac{\pi}{\lambda}(n\alpha_0 - \alpha_1)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda}(n\alpha_0 - \alpha_1)\right)^2} \qquad (6)$$

Der dritte Faktor endlich rührt von der Integration nach y her und hat dieselbe Form wie (6). Nun ist die Ausdehnung des Stufengitters in der Y-Richtung so groß, daß die Beugung in dieser Richtung unmerklich ist. Der mathematische Ausdruck dafür ist, daß der fragliche Faktor nur dann einen erheblichen Betrag erreicht, wenn die Gleichung

$$\beta_1 = n\beta_0 \qquad (7)$$

sehr nahe erfüllt ist. Da diese Gleichung sich nach (1) in die einer Kurve im Gesichtsfeld überführen läßt, ist bei punktförmiger Lichtquelle nur eine Linie im Gesichtsfeld erhellt.

In praxi dient nun ein feiner, geradliniger, zur Y-Achse paralleler Spalt als Lichtquelle; wir wollen ihn als Linie betrachten. Dann reihen sich die durch (7) gegebenen Kurven stetig aneinander und man sieht eine Fläche erhellt.

Nach den Voraussetzungen über Form und Lage des Spaltes liegen alle Strahlrichtungen des einfallenden Lichtes zunächst in einer Ebene. Das ändert sich bei der Brechung an der Basis des Stufengitters. Es wird aus dieser Ebene dabei nur dann wieder eine Ebene, wenn die erstere auf der brechenden Fläche senkrecht steht, d. h. wenn die Achse des Kollimatorrohres der z-Achse parallel ist. Da dies wenigstens angenähert in den meisten Fällen zutrifft, beschränken wir uns hierauf. Die Strahlen des einfallenden Lichtes genügen dann der Relation

$$\alpha_0 = 0. \qquad (8)$$

Das gleichzeitige Auftreten der Faktoren (5) und (6) im Ausdruck für $\mathcal{J}$ zeigt an, daß man das durch (6) gegebene Beugungsbild der einzelnen Stufe von den durch (5) gegebenen Interferenzstreifen durchzogen sieht. Da uns hier die Gestalt der letzteren interessiert, sehen wir von (6) ganz ab.

Der Ausdruck (5) hat längs der Kurven

$$a\alpha_1 + d\gamma_1 + h\lambda = n(a\alpha_0 + d\gamma_0) \qquad (9)$$

konstante Werte. h ist der Parameter dieser Kurvenschar; ist er eine ganze Zahl, so ist die Kurve das Interferenzmaximum von der $h$ten Ordnung. An dem Auftreten von α_0 und γ_0 in (9) sieht man, daß Lage und Gestalt der Lichtquelle von Einfluß auf Lage und Form der Interferenzstreifen ist. Deshalb verunreinigt auch die Spaltbreite das Spektrum beim Stufengitter ebenso, wie beim Gitter und Prisma. Von den bisher konstruierten Spektroskopen ist die planparallele Platte, sei es in der von Perot und Fabry oder in der von O. Lummer

und E. Gehrcke angegebenen Form, das einzige, welches einen solchen Einfluss nicht zeigt.

Nun haben wir über Lage und Gestalt der Lichtquelle schon die Verfügung (8) getroffen. Die Relation

$$\alpha_0^2 + \beta_0^2 + \gamma_0^2 = 1$$

hilft uns nebst (7) und (8) dazu, aus (9) α_0 und γ_0 zu eliminieren. Wir finden:

$$(a\alpha_1 + d\gamma_1 + h\lambda)^2 = (n^2 - \beta_1^2)d^2;$$

und wenn wir nun die Substitution (1) anwenden, erhalten wir die Gleichung der Interferenzstreifenschar:

$$(a\xi + df + h\lambda\varrho)^2 = (n^2\varrho^2 - \eta^2)d^2. \quad (10)$$

Die Interferenzstreifen liegen, wie ja von vornherein zu erwarten war, symmetrisch zur ξ-Achse, da hier nur η^2 auftritt. Sie sind Kurven vierter Ordnung. Um ein Maß für die Stärke ihrer Krümmung zu erhalten, berechnen wir den Krümmungsradius der Kurve, welche durch den Punkt $\xi = 0$, $\eta = 0$ geht, im letzteren. Für die genannte Kurve ist, wie aus (10) hervorgeht,

$$h\lambda = (n-1)d;$$

und ihre Gleichung lautet bei Beschränkung auf die niedrigsten Potenzen in ξ und η, welche zur Auswertung der Krümmung im Nullpunkt allein in Betracht kommen:

$$\eta^2 = 2\frac{n}{n-1}\frac{a}{d}f\cdot\xi.$$

Der Krümmungsradius des durch die Mitte des Gesichtsfeldes gehenden Interferenzstreifens ist demnach:

$$R = \frac{n}{n-1}\frac{a}{d}f.$$

Ihre konkave Seite wendet diese Kurve, und ebenso alle anderen, der positiven ξ-Achse, d. h. der Richtung zu, in welcher die Dicke des Stufengitters zunimmt.

Die Interferenzstreifen sind also in demselben Sinne gekrümmt wie die von einem Prisma entworfenen Spaltbilder; auch diese wenden ihre konkave Seite der Richtung zu, in welcher die Prismendicke wächst. Diese Analogie ist nun keineswegs Zufall; vielmehr beruhen beide Erscheinungen auf gleichem Grunde; denn läßt man beim Stufengitter a und d immer kleiner werden unter Beibehaltung des Verhältnisses $\frac{a}{d}$, so geht es ja in ein Prisma über. Daß wir die von Ditscheiner[1]) und v. Hepperger[2]) für die Krümmung der Spektrallinien beim Prisma abgeleitete Formel nicht aus der obigen Rechnung ableiten können, liegt allein daran, daß beim Prisma das Fernrohr eine andere Richtung hat, als eben angenommen wurde, so daß die Substitutionen (1) für die beim Prisma gebräuchliche Anordnung nicht zutreffen.

1) Ditscheiner, Wiener Sitzungsber. **51**, 368, 1865.
2) v. Hepperger, Wiener Sitzungsber. **92**, 261, 1885.

Manchmal läßt man nun das Licht nicht durch die Grundfläche des Stufengitters, sondern umgekehrt durch die Stufen eintreten. Dann vertauschen Kollimator und Beobachtungsfernrohr ihre Rollen. Gleichung (9) behält aber ihre Bedeutung. Nur hat man dann α_1 und γ_1 aus ihr zu eliminieren. Dazu dient die Beziehung (7), ferner

$$\alpha_1^2 + \beta_1^2 + \gamma_1^2 = 1,$$

und wenn wir über die Lage des Kollimators dieselbe Annahme machen, wie oben,

$$\alpha_1 = 0.$$

Die weitere Rechnung ist dann der obigen analog, nur insofern ein wenig komplizierter, als die Brechung an der Basis des Stufenspektroskops berücksichtigt werden muß. Der Übergang von der Strahlenrichtung vor zu der nach der Brechung geschieht durch die Gleichungen

$$\alpha = n\alpha_0, \quad \beta = n\beta_0.$$

Das Resultat ist genau dasselbe, wie im ersteren Fall. Auch hier wenden die Interferenzstreifen ihre konkave Seite der Richtung zu, in welcher die Dicke des Stufengitters zunimmt, und die Krümmung im Mittelpunkt des Gesichtsfeldes hat den oben angegebenen Betrag.

Bei dem von Herrn Gehrcke angewendeten Stufengitter war $a = 0{,}1$ cm, $d = 1$ cm. Nehmen wir $n = 1{,}5$ an, so finden wir

$$\frac{R}{f} = 0{,}3 = tg\,17^0.$$

Beträgt das erhellte Gesichtsfeld in Winkelmaß mehrere Grade, so muß demnach die Krümmung in der Tat merklich sein.

Göttingen, 8. März 1905.

(Eingegangen 8. März 1905.)

Eine Beobachtungsmethode mit gedämpften Schwingungen bei fortrückender Ruhelage, besonders für ein Elektrometer.

Von T. Tamaru.

Bei einer piëzoelektrischen Untersuchung wurde ein Flächenpaar eines Kristallwürfelchens mit Stanniol belegt, eine der Belegungen mit einem Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden und die andere sowie das andere Quadrantenpaar zur Erde abgeleitet. Es sollten die Ruhelagen der Elektrometernadel verglichen werden, einmal mit einem in gewünschter Richtung auf den Kristall wirkenden Drucke, das andere Mal ohne denselben. Dabei wurde es gefunden, daß die Ruhelage der Nadel selbst bei ungeändertem Drucke stetig fortrückte. Dieses Fortrücken rührte, wie ich feststellen konnte, (hauptsächlich wenigstens) von der Änderung der Zimmertemperatur und der da-

durch bedingten Pyroelektrizität her, — in einem Falle betrug die Skalenverschiebung auf einer 3 m entfernten Skala 100 mm für $0{,}1^0$ Temperaturänderung. Da dieser Umstand meistens nicht zu vermeiden war, so war es notwendig, mit der fortrückenden Ruhelage zu beobachten. Die Beobachtungs- und Berechnungsmethode, die ich dabei benutzte und unten wiedergebe, dürfte auch in anderen ähnlichen Fällen Anwendung finden können.

1. Gleichmäßige Verschiebung.

Unter der Annahme, daß die Verschiebung der Ruhelage im Zeitraum von vier halben Schwingungen gleichmäßig bleibt, wurde das folgende Verfahren angewandt: es wurde die Elektrometernadel in Schwingung gesetzt und, ohne (bezw. mit) Druck auf Kristall, drei aufeinanderfolgende Umkehrpunkte beobachtet; im Augenblick der vierten Umkehrung, welche an der Seite stattfand, wonach durch die nächste Druckänderung die Ruhelage abgelenkt werden sollte, wurde der Druck angelegt (bezw. aufgehoben) und die drei darauf folgenden Umkehrpunkte beobachtet. Diese beobachteten drei Umkehrpunkte in jedem Schwingungsstadium werden unten mit x_2, x_3, x_4 bezeichnet. Man berechne die Ruhelage für den Augenblick der Belastung (bezw. Entlastung) einmal aus den ersten drei Beobachtungen, dann aus den letzten drei. Die Differenz gibt dann den von der Druckänderung hervorgerufenen Ausschlag.

Es sei a der Skalenwert der Ruhelage in einem Umkehrsaugenblick, und $a + ct$ derjenige t sec später. Für den in jedem Augenblick der Nadellage entsprechenden Skalenwert x gilt die Gleichung

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \alpha^2(x - a - ct) = 0,$$

wo α und β die augenscheinlichen Bedeutungen haben. Die Lösung ist

$$x = a + ct - \frac{2c\beta}{\alpha^2} + Ae^{-\beta t}\cos(\mu t - \varepsilon),$$

wo $\mu = \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}$ ist.

Daraus findet man die Gleichung für einen (den $n$ten) Umkehrsaugenblick t_n, die unter Einführung von $\sin\varphi = \beta/\alpha$, $\cos\varphi = \mu/\alpha$ so lautet:

$$\sin(\mu t_n - \varepsilon + \varphi) = \frac{c}{A\alpha}e^{\beta t_n}.$$

Es liegt nahe, wie aus einer graphischen Darstellung ersichtlich ist, zu setzen

$$\mu t_n - \varepsilon + \varphi = (n-1)\pi + \delta_n,$$

wo $|\delta_n|$ meist klein, höchstens einen Wert nahe an $\frac{\pi}{2}$ erreichen soll.

Die Gleichung für δ_n ist nunmehr

für $\left\{\begin{matrix}\text{ungerades}\\ \text{gerades}\end{matrix}\right\} n$, $\sin\delta_n = \pm\frac{c}{A\alpha}e^{\frac{\beta(n-1)\pi}{\mu}}$

$$e^{\frac{\beta}{\mu}(\delta_n + \varepsilon - \varphi)} = +\frac{c}{Ap^{n-1}\alpha}e^{\frac{\beta}{\mu}(\delta_n + \varepsilon - \varphi)},$$

wo $p = e^{-\pi/g\varphi}$ gesetzt ist, und das Doppelzeichen, wie auch weiter unten, nach dem links angedeuteten Wert von n zu nehmen ist.

ε bestimmt sich daraus, daß $t_1 = 0$ auch dieser Gleichung genügen soll:

$$\sin(\varphi - \varepsilon) = \frac{c}{A\alpha}.$$

Für die Berechnung von x braucht t_n, folglich auch δ_n, nicht sehr genau bestimmt zu werden, da ja hier $\frac{dx}{dt} = 0$ wird. Wenn man

$$\delta_n = +\frac{c}{\alpha Ap^{n-1}}$$

nimmt, so begeht man einen Fehler Δx in x

$$\Delta x = \frac{1}{2}\frac{\partial^2 x}{\partial t^2}(\Delta t)^2 \backsim \frac{2c^4\beta^2}{\mu^4 A^3 p^{3(n-1)}\alpha^2},$$

wie man aus einer etwas komplizierten Rechnung findet.

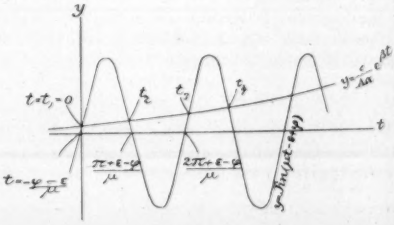


Fig. 1.

Indem man den gefundenen Wert von t_n in x_n hineinträgt, findet man

$$x_n = a - \frac{2c\beta}{\alpha^2} - \frac{c^2}{\alpha^2 A}\left(1 \mp \frac{1}{2p^{n-1}}\right) + (n-1)\frac{c\pi}{\alpha\cos\varphi} \pm p^{n-1}\cos\varphi\left(A + \frac{c\beta}{\alpha\mu}\right),$$

dabei sind

$$\frac{c^4\cos\varphi}{8A^3p^{3(n-1)}\alpha^4} \quad \text{und} \quad \frac{\sin^2\varphi\cdot c^2}{\alpha^2 Ap^{n-1}}$$

in x vernachlässigt. Indem man diese Formel für $n = 2, 3, 4$ anwendet und die Rechnungsgrößen

$$\eta_2 = x_3 - x_2, \quad \eta_3 = x_3 - x_4, \quad \xi_2 = x_3 - \frac{p\eta_2}{1+p},$$

$$\xi_3 = x_4 + \frac{p\eta_3}{1+p}$$

einführt, findet man für a

$$a = \xi_2 - (\xi_3 - \xi_2)\left\{\frac{2+p}{1+p} - \frac{\sin 2\varphi}{\pi}\right\} + \frac{(\xi_3 - \xi_2)^2(1+p)^2(p^3 + p^2 - 1)}{\eta_2 + \eta_3}\frac{}{p^2\pi^2}.$$

Die Ruhelage b für den Augenblick t_5 ist $a + ct_5$. Es ergibt sich

$$b = \xi_3 + (\xi_3 - \xi_2)\left\{\frac{1+2p}{1+p} + \frac{\sin 2\varphi}{\pi}\right\} + \frac{(\xi_3 - \xi_2)^2}{\eta_2 + \eta_3}\,\frac{(1+p)^2(1+p-p^3)}{p^3\pi^2}.$$

Das p, welches in diesen Formeln vorkommt, bestimme man aus besonderen Schwingungsbeobachtungen bei langsamem Fortrücken der Ruhelage. Es geht nämlich aus der Formel für x_n hervor:

$$p = \frac{\eta_2 + \eta_3}{\eta_1 + \eta_2},$$

wenn die Fortrückung langsam genug vor sich geht, um

$$\frac{c^2}{2a^2 A(\eta_1+\eta_2)}\cdot\frac{(1+p)^2(1-p^2)}{p^4},$$

d. h.

$$p\cdot\frac{(1-p^2)(1+p)^4\cos^3\varphi}{2\pi^2 p^4}\left(\frac{\xi_2-\xi_1}{\eta_1+\eta_2}\right)^2$$

in p vernachlässigen zu dürfen. Dabei beeinflußt die Ungenauigkeit von p a bezw. b hauptsächlich durch das erste Glied ξ_2 bezw. ξ_3 um die Größe

$$\delta\xi_2 = \frac{\eta_2}{(1+p)^2}\,\delta p \text{ bezw. } \delta\xi_3 = \frac{-\eta_3}{(1+p)^2}\,\delta p.$$

φ berechnet sich aus p:

$$tg\,\varphi = \frac{1}{\pi}\,ln\,\frac{1}{p}.$$

In bezug auf p bei einem Elektrometer ist zu bemerken, daß es nicht nur von der mechanischen Einrichtung des Elektrometers, sondern auch von den Kapazitäten der mit den Quadranten verbundenen Leitersysteme, und ferner von der Nadellage abhängt. In einem Fall war $p = 0{,}490$, wenn die beiden Quadrantenpaare geerdet waren, und $= 0{,}538$, wenn das eine Paar isoliert und mit einer Kapazität von 71 cm verbunden war. Wenn eine Kapazität von 131 cm anstatt derjenigen von 71 cm dem isolierten Paare hinzugefügt wurde, so nahm p durchschnittlich um 0,01 ab. Außerdem hatte p verschiedene Werte je nach der Lage der Elektrometernadel: der Unterschied war nicht immer gleich und betrug mit einer der beiden genannten Kapazitäten etwa 0,02 für einen Unterschied von 50 cm der Schwingungsmittellage auf einer Skala, die sich vom Elektrometer 3,5 m entfernt befand.

2. Nichtgleichmäßige Verschiebung.

Wenn dem isolierten System von außen, z. B. mit einem geriebenen Hartgummistück, Elektrizität erteilt wurde, wie es immer bei der Bestimmung von p getan wurde, so war die darauf folgende Fortrückung, ebenso wie wenn keine Elektrizität besonders erteilt wäre, ziemlich gleichmäßig, wenigstens während der Zeit von einigen Schwingungen. Wenn aber die elektrische Erregung durch eine Änderung des auf den Kristall wirkenden Druckes hervorgebracht wurde, so war das Verhalten keineswegs so einfach: gleich nach der Druckänderung rückte sie zuerst rasch, dann immer langsamer rückwärts, d. h. nach der bisherigen Ruhelage zu, wie dies durch Figur 2 ver-

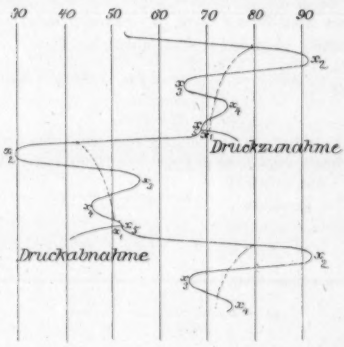


Fig. 2.

anschaulicht wird, wo die Kurven die Lage der Nadel darstellen mit nach unten fortschreitender Zeit, und die punktierten Linien den Verlauf der Ruhelage. Dieses merkwürdige Verhalten, das ich der Kürze halber „parabolische" Verschiebung nennen möchte, kam nicht etwa von unvollkommener Isolierung her, sondern wahrscheinlich aus der elektrischen Nachwirkung des Paraffins, das zwischen dem Kristall und den Stanniolblättern als Klebmittel angebracht wurde, obwohl der nähere Tatbestand nicht klar anzugeben war, denn wenn man die Paraffinschicht, welche überhaupt nie eine beträchtliche Dicke (wahrscheinlich nie eine Dicke von $^1/_{20}$ mm) erreichte, möglichst entfernte, so wurde meistens die „parabolische" Bewegung ganz minimal. Daß in wenigen einzelnen Fällen die genannte Bewegung sogar im entgegengesetzten Sinne stattfand, d. h. die punktierten Kurven in der obigen graphischen Darstellung einen entgegengesetzten Krümmungssinn aufwiesen, spricht auch gegen die Erklärung durch unvollkommene Isolierung.

Da die genannte parabolische Verschiebung, was auch ihre Ursache sein mag, von irgendeiner Störung stammte, welche sich mit der Zeit geltend machte, so mußte man den Verlauf der Ruhelage extrapolieren und aus ihren Werten, die in dem vorhergehenden und in dem nachfolgenden Schwingungsstadium für den gemeinsamen Augenblick der Druckände-

rung gelten, den Ausschlag berechnen. Zu diesem Zwecke habe ich eine quadratische Formel für die Fortrückung angenommen, so daß die Gleichung für x lautet

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \alpha^2(x - a - ct - ft^2) = 0$$

und die Lösung

$$x = a - \frac{2(c\beta + f)}{\alpha^2} + 8\frac{f\beta^2}{\alpha^4} + \left(c - \frac{4f\beta}{\alpha^2}\right)t + ft^2 + Ae^{-\beta t}\cos(\mu t + \nu),\quad \mu = \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}.$$

Indem man $\beta = \alpha\sin\varphi$, $\mu = \alpha\cos\varphi$ setzt, wird für einen (den $n$ten) Umkehrpunkt t_n

$$\frac{dx}{dt} = 0 = c - \frac{4f\beta}{\alpha^2} + 2ft_n - Ae^{-\beta t_n}\alpha\sin(\varphi + \mu t_n + \nu),$$

oder, unter Berücksichtigung nur der ersten Potenzen von c und f,

$$\text{für } \begin{cases}\text{ungerades}\\ \text{gerades}\end{cases} n,\quad \varphi + \mu t_n + \nu = (n-1)\pi + \frac{1}{A\alpha e^{-\beta t_n}}\left(c - \frac{4f\beta}{\alpha^2} + 2ft_n\right).$$

Es sei $t_1 = 0$, also

$$\varphi + \nu = \frac{1}{A\alpha}\left(c - \frac{4f\beta}{\alpha^2}\right),$$

folglich

$$\mu t_n = (n-1)\pi - \frac{1}{A\alpha}\left\{\left(c - \frac{4f\beta}{\alpha^2}\right)e^{-\beta t_n}\left(c - \frac{4f\beta}{\alpha^2} + 2ft_n\right)\right\},$$

oder, indem man

$$e^{-\frac{\beta}{\mu}\pi} = e^{-\operatorname{tg}\varphi\cdot\pi} = p$$

setzt,

$$t_n = \frac{(n-1)\pi}{\mu} - \frac{1}{A\mu\alpha}\left\{\left(c - \frac{4f\beta}{\alpha^2}\right)\left(1 + \frac{1}{p^{n-1}}\right) + 2f\frac{(n-1)\pi}{\mu p^n}\right\}.$$

Daraus berechnet sich

$$x_n = a - \frac{2(c\beta + f)}{\alpha^2} + 8\frac{f\beta^2}{\alpha^4} + \left(c - \frac{4f\beta}{\alpha^2}\right)\frac{(n-1)\pi}{\mu} + \frac{f(n-1)^2\pi^2}{\mu^2} + \cos\varphi\cdot p^{n-1}\left(A + \frac{\operatorname{tg}\varphi}{\alpha}\left(c - \frac{4f\beta}{\alpha^2}\right)\right).$$

Experimentell verfahre man jetzt gerade so wie im ersten Falle (also wie in Fig. 2), nur mit dem Unterschiede, daß x_1 und x_5 auch beobachtet werden. Es sollen dabei x_5 eines Schwingungsstadiums und x_1 des darauffolgenden einander gleich sein. Da man aber das Zuruhekommen der Nadel abwarten muß, bevor man den Druck ändert, so geht inzwischen die Nadel, bei größeren Schwingungsamplituden (in meinem Falle Doppelamplitude = 20 cm und mehr), meistens eine kleine Strecke (0,5 bis 1,5 mm) zurück. Das bedeutet eine kleine Verspätung der Druckänderung, deren Einfluß aber meistens vernachlässigt werden durfte.

Man führe die Rechnungsgrößen ein:

$$\xi_1 = x_2 - \frac{p(x_2 - x_1)}{1+p},\quad \xi_2 = x_3 + \frac{p(x_2 - x_3)}{1+p},$$
$$\xi_3 = x_4 - \frac{p(x_4 - x_3)}{1+p},\quad \xi_4 = x_5 + \frac{p(x_4 - x_5)}{1+p},$$
$$\Delta\xi_1 = \xi_2 - \xi_1,\quad \Delta\xi_2 = \xi_3 - \xi_2,\quad \Delta\xi_3 = \xi_4 - \xi_3,$$
$$\Delta^2\xi_1 = \Delta\xi_2 - \Delta\xi_1,\quad \Delta^2\xi_2 = \Delta\xi_3 - \Delta\xi_2.$$

Unter Benutzung von $x_1 \cdots x_4$ berechnet man dann

$$a = \xi_1 - \left(\frac{1}{1+p} - \frac{\sin 2\varphi}{\pi}\right)\Delta\xi_1 + \left\{\left(\frac{1}{1+p}\right)^2 - \frac{\sin 2\varphi}{\pi}\frac{3+p}{2+2p} + \frac{\cos^2\varphi}{\pi^2}\right\}\Delta^2\xi_1.$$

Ruhelage zur Zeit t_5, b, wird gefunden aus $x_5 \cdots x_2$ durch Vertauschung in der obigen Formel, von ξ_1 mit ξ_4, $\Delta\xi_1$ mit $-\Delta\xi_3$, $\Delta^2\xi_1$ mit $\Delta^2\xi_2$, p mit $\frac{1}{p}$, und φ mit $-\varphi$, so daß

$$b = \xi_1 + \left(\frac{p}{1+p} + \frac{\sin 2\varphi}{\pi}\right)\Delta\xi_3 + \left\{\left(\frac{p}{1+p}\right)^2 + \frac{\sin 2\varphi}{\pi}\frac{1+3p}{2+2p} + \frac{\cos^2\varphi}{\pi^2}\right\}\Delta^2\xi_2.$$

Die Bestimmung von p geschieht, wie oben erwähnt, durch Schwingungsbeobachtungen mit von außen erteilten elektrischen Störungen. Die Verschiedenheit des p in verschiedenen Skalengebieten beeinflußt die ersten Glieder der Ausdrücke für a und b; in den Koeffizienten der anderen Glieder (Korrektionsglieder wegen der Fortrückung und wegen der Ungleichmäßigkeit der Fortrückung) kann für p sein Mittelwert eingesetzt werden, was die Berechnung erheblich vereinfacht.

Es wurde auch mit einer Exponentialformel $a + ct + he^{-gt}$ für die Verschiebung der Ruhelage berechnet, sie schien aber, trotzdem sie eine Konstante mehr in sich hat, nicht besser den beobachteten Werten zu entsprechen, so daß ich mich schließlich für die einfachere parabolische Formel entschloß.

Es versteht sich von selbst, daß die obige Betrachtung nur für den Fall anwendbar ist, wo die Abweichung von Gleichmäßigkeit, also die zweite Differenz, nur klein ist. Ferner liegt es auch in der Natur der Berechnung, daß man nicht besonders zu beachten braucht, ob die Beziehung $\Delta^2\xi_1 = \Delta^2\xi_2$, wie aus den Formeln folgt, zutrifft oder nicht.

Eine dritte Korrektion für a und b ist notwendig für Kalibration der Skala. Dafür wurde für das jedem Skalenwerte x entsprechende Potential V eine quadratische Formel angenommen:

$$V = V_{50} + a(x - 50) + b(x - 50)^2,$$

es war 50 der Mittelstrich der Skala. V_{50}, a und b bestimmen sich aus drei Beobachtungen: $V = 0$ und $+V_1$, wo V_1 die elektromotorische

Kraft eines Normalelementes ist. Dabei mögen die abgelesenen Skalenwerte x_0 x_+ x_- heißen. Es ergibt sich daraus

$$V = a\left\{x - x_0 - \frac{x_+ + x_- - 2x_0}{(x_+ - 50)^2 + (50 - x_-)^2}(x - 50)^2\right\},$$

oder, da es nur auf die Differenz von V ankommt,

$$V = a\left\{x - \frac{x_+ + x_- - 2x_0}{(x_+ - 50)^2 + (50 - x_-)^2}(x - 50)^2\right\},$$

wo

$$a = \frac{2V_1}{x_+ - x_-}$$

$$\left\{1 + \frac{(x_+ + x_- - 100)(x_+ + x_- - 2x_0)}{(x_+ - 50)^2 + (50 - x_-)^2}\right\}$$

den durchschnittlichen Wert eines Skalenteils angibt. Die Korrektion für x heißt also

$$-\frac{x_+ + x_- - 2x_0}{(x_+ - 50)^2 + (50 - x_-)^2}(x - 50)^2.$$

Es wurden, um die Zuverlässigkeit der Beobachtungs- und Berechnungsmethode zu prüfen, drei Serien von Beobachtungen angestellt, bei welchen stets ein und dieselbe piëzoelektrische Erregung in verschiedenen Skalengebieten gemessen wurde. Um die benutzte Berechnungsmethode zu zeigen, mögen Auszüge aus ihnen folgen:

I. Kondensatorkapazität = 71 cm.

$x_0 = 49{,}25$, $x_+ = 92{,}6$, $x_- = 10{,}6$.

$p = \begin{cases} 0{,}560 \text{ für Mittellage der Schwingung } 83{,}4 \\ 0{,}574 \text{ „ „ „ „ } 40{,}1 \end{cases}$

(Siehe untenstehende Tabelle.)

Also, der Ausschlag ist

17,8	für das Skalengebiet, dessen Mittellage	43,25 ist.
	Ähnlicherweise ergab dieselbe Erregung	
17,95	. . . . .	18,8 „
17,6	. . . . .	63,8 „
17,4	. . . . .	74,5 „

II. Die zweite Serie, wo die Fortrückung bedeutender hervortrat, hieß, unter dem Auslassen einiger Hilfskolumnen.

Kondensatorkapazität = 71 cm.

$x_0 = 48{,}08$, $x_+ = 91{,}43$, $x_- = 9{,}55$.

$p = \begin{cases} 0{,}5774 \text{ für } 23{,}0 \\ 0{,}5549 \text{ für } 69{,}3 \end{cases}$

(Siehe die Tabelle am Anfang der nächsten Seite.)

Der Ausschlag ist also

	16,40	in dem Gebiet 69
Ebenso ergab dieselbe Erregung	16,72	34
	16,70	32
	16,27	77
	16,49	49

III. Die in der 3. Serie vorgenommene Erregung ergab

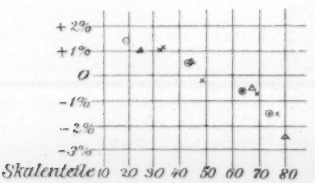
16,18	in dem Gebiet 44
16,23	26
15,66	80
15,96	68

Eine regelmäßige Zunahme des Resultates nach der —Seite der Skala zu ist nicht zu verkennen. Wenn man die Abweichung der jeder einzelnen Serie angehörigen Zahlen von

x	Δx	p	ξ	$\Delta\xi$	$\Delta^2\xi$	Korr. für $\Delta\xi$	Korr. für $\Delta^2\xi$	Prov. a, b	Korr. f. Kalibr.	a b	Ausschlag
*34.4											
59.75	25,35		50,55	+0,35							
45.9	13,85	0,570	50,9	+0,3	−0,05	—	—	—	—	—	
54.2	8,3		51,2	+0,2	−0,1	+0,1	−0,05	51,35	0	51,35	
49.8	4.4		51,4								
*19.85											〉−17,55
24.8	25,05		33,95	−0,15							
39.0	14,2	0,576	33,8	+0,05	+0,2	+0,1	+0,1	34,15	−0,35	33,8	
30.85	8,15		33,85	+0,1	−0,05	+0,05	0	34,0	−0,35	33,65	
35.7	4,85		33,95								
*35.65											〉+18,1
61.1	25,45		51,9	+0,3							
47.15	13,95	0,570	52,2	+0,25	+0,05	−0,15	0	51,75	0	51,75	
55.45	8,3		52,45	+0,15	−0,1	+0,05	−0,05	52,0	0	52,6	
57.0	4.45		52,6								
*31.25											〉−17,6
56.85	25,4		35,15	−0,15							
40.25	14,4	0,576	35,0	0	+0,15	+0,1	+0,05	35,3	−0,3	35,0	
32.0	8,25		35,0	+0,15	+0,15	+0,05	+0,05	35,25	−0,3	34,95	
27.05	4.95		35,15								
*36.95											〉+17,95
62.4	25,55		53,15	+0,4							
48.5	13,9	0,570	53,55	+0,25	−0,15	−0,2	−0,05	52,9	0	52,9	
56.8	8,3		53,8	+0,25	0	—	—	—	—	—	
*52.45	4.35		54,05								
									Im Mittel		17,8

x	ξ	$\Delta\xi$	$\Delta^2\xi$	Korr. für $\Delta\xi$	Korr. für $\Delta^2\xi$	Korr. für Kalibr.	$\frac{a}{b}$	Ausschlag
58,5	63,2							
65,85	63,4	+0,2	−0,1	+0,05	−0,05	−0,25	63,25	
62,0	63,5	+0,1						
*64,3	79,7							〉 +16,35
88,2	77,9	−1,8	+0,95	+0,95	+0,35	−1,4	79,6	
72,2	77,05	−0,85	+0,4	−0,2	+0,15	−1,0	75,55	
79,75	76,6	−0,45						
*74,9								〉 −16,4
75,0	60,35							
52,2	61,8	+1,45	−0,8	−0,75	−0,3	−0,15	59,15	
67,2	62,45	+0,65	−0,3	+0,15	−0,1	−0,25	62,6	
59,8	62,8	+0,35						
*64,5								〉 +16,5
64,4	79,15							
87,3	77,4	−1,75	+1,05	+0,9	+0,4	−1,35	79,1	
72,0	76,7	−0,7	+0,3	−0,2	+0,1	−1,0	75,2	
79,25	76,3	−0,4						
*74,7	60,05							〉 −16,35
51,9	61,55	+1,5	−0,8	−0,8	−0,3	−0,1	58,85	
66,95	62,25	+0,7	−0,4	+0,15	−0,15	—	—	
59,6	62,55	+0,3						
*64,2								
						Im Mittel		16,40

ihrem ungefähren Mittelwert in Bruchteilen der letzteren graphisch darstellt, so entsteht das folgende Bild:



Die Punkte ⊙ gehören der 1., ⨯ der 2., △ der 3. Serie an.

Fig. 3.

Diese Abhängigkeit der Ablenkung vom Skalengebiet scheint auf die Verschiedenheit der Kapazität des Elektrometers je nach der Nadellage hinzuweisen, wie dies auch bei der Abhängigkeit des ρ vom Skalengebiet zu erkennen war. Darnach würde die Kapazität des Elektrometers, welche in diesen Experimenten 57,8 cm für die Mittellage der Nadel betrug, einen Unterschied von ca. 3,5 Proz. aufweisen für die zwei Nadellagen, welche den Skalenwerten 20 und 80 entsprechen. Zugleich kann man aus der Regelmäßigkeit und der leidlichen Übereinstimmung im obigen Bild der Ergebnisse der drei Serien auf die Zuverlässigkeit der benutzten Methode schließen.

(Eingegangen 1. April 1905.)

Über die Stromlinienmethode der Untersuchung zweidimensionaler magnetischer Probleme.

Von Alfred Hay.

Im Jahre 1898 entdeckte Professor Hele-Shaw bei Experimenten über die Bewegung von Flüssigkeiten, daß, wenn man dünne Streifen von gefärbter Flüssigkeit einführt in eine sehr dünne Flüssigkeitsschicht, welche zwischen planparallelen Wandungen fließt, daß dann die gefärbten Streifen von der klaren Flüssigkeit mit absoluter Schärfe gesondert bleiben, und daß ferner, wenn ein festes Hindernis von beliebiger Gestalt in den Weg der Flüssigkeit gebracht wird, die Stromlinien, wie sie durch die farbigen Streifen sichtbar gemacht werden, identisch sind mit den theoretisch für eine vollkommene (oder reibungslose) Flüssigkeit abgeleiteten. Diese interessante Entdeckung wurde dem inzwischen verstorbenen Sir G. H. Stokes zur Kenntnis gebracht, der dann, auf Grund einer analytischen Behandlung des Gegenstandes, zu der Schlußfolgerung gelangte, daß die Entdeckung des Professors Hele-Shaw in vollständiger Übereinstimmung mit der Theorie stehe. Es wurde also, zuerst experimentell von Professor Hele-Shaw und darauf theoretisch von Sir G. H. Stokes das einigermaßen überraschende Ergebnis festgestellt, daß die Strömung einer viskosen Flüssigkeit zwischen benachbarten parallelen Wandungen den gleichen Gesetzen folgt, durch welche die Stromlinienbewegung einer vollkommenen Flüssigkeit bestimmt wird.

Nachdem diese Tatsache einmal festgestellt war, eröffnete sich der Untersuchung ein interessantes und fruchtbares Feld. Eines der

Forschungsgebiete, auf denen die neue Methode wichtige Ergebnisse zu liefern versprach, war das des Magnetismus. Im Jahre 1899 forderte mich Professor Hele-Shaw auf, gemeinsam mit ihm die Methode zur Lösung verschiedener magnetischer Probleme anzuwenden. Wir begannen demgemäß eine systematische Untersuchungsreihe, und ein Bericht über unsere erste Tätigkeit auf diesem Gebiete findet sich in den Philosophical Transactions of the Royal Society for 1900 veröffentlicht. Wir haben uns seitdem damit beschäftigt, mit Hilfe derselben Methode verschiedene technische Probleme zu lösen, welche mit der Konstruktion von Dynamos zusammenhängen.

Die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift legte uns nahe, daß ein Bericht über die Stromlinienmethode für die Leser dieser Zeitschrift nicht ohne Interesse sein würde. Ich folge daher dieser freundlichen Aufforderung und will in Kürze das Prinzip der Methode erklären, den angewandten Apparat beschreiben und einige Beispiele von Resultaten anführen, welche damit erhalten wurden.

Die Probleme, welche sich nach der Stromlinienmethode behandeln lassen, sind zweidimensional. Eine Ausdehnung der Methode auf den dreidimensionalen Raum ist nicht angängig. Es ist aber eine sehr große Anzahl von Problemen betreffend die Verteilung des Magnetflusses, wie sie sich im Zusammenhang mit Dynamos und Alternatoren darbieten, zweidimensional.

Der erste Schritt bei der Anwendung der Stromlinienmethode auf die Lösung magnetischer Probleme besteht darin, eine Anordnung zu ersinnen, welche im hydraulischen Modell der Wirkung der Permeabilität im magnetischen Problem analog ist. Eine solche Anordnung findet sich in einer dünnen Flüssigkeitsschicht von veränderlicher Schichtdicke. Es läßt sich unschwer zeigen, daß bei einem gegebenen Druckgradienten die Menge der viskosen Flüssigkeit, welche durch jede Längeneinheit einer zur Richtung der Stromlinien normalen Geraden geht, der dritten Potenz der Dicke der Flüssigkeitsschicht direkt proportional ist. In dem magnetischen Falle ist aber für einen gegebenen Gradienten des magnetischen Potentials der Magnetfluß durch die Flächeneinheit direkt proportional der Permeabilität. Diese Beziehungen legen unmittelbar die zur Darstellung der Permeabilität in dem hydraulischen Modell anzuwendende Methode nahe. Wenn man nämlich, statt eine Schicht viskoser Flüssigkeit von gleichmäßiger Schichtdicke anzuwenden, die Tiefe der Schicht über gewisse Strecken vergrößert, so werden diese Strecken den Gebieten höherer Permeabilität im magnetischen Falle entsprechen, und der numerische Wert der Permeabilität wird gegeben durch das Verhältnis der Kuben der Schichtdicken.

Wasser erwies sich als ziemlich ungeeignet für diese Versuche. Einmal läßt sich nämlich mit Wasser die Stromlinienbewegung schwerer aufrecht erhalten als mit einer zäheren Flüssigkeit, und dann fließt auch eine unbequem große Menge davon durch den Apparat. Wir verwandten deshalb bei unseren Versuchen durchweg Glyzerin, und die gefärbten Flüssigkeitsstreifen bestanden gleichfalls aus Glyzerin mit einer Mischung aus Anilinfarbe und Kaliumpermanganat.

Der wichtigste Teil des Apparats ist die Stromlinienrille. Die Konstruktion derselben ist aus den Figuren 1 und 2 ersichtlich. Sie

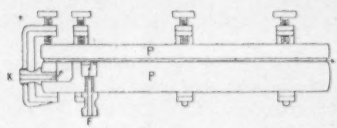


Fig. 1.

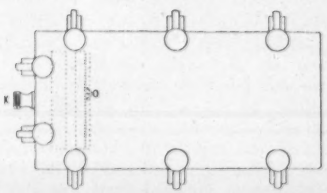


Fig. 2.

besteht im wesentlichen aus zwei dicken Platten aus Tafelglas, PP, zwischen welchen man das Glyzerin in einer sehr dünnen Schicht fließen läßt, und zwar ist diese Schicht über gewisse Strecken größer, die dann Gebieten von hoher Permeabilität entsprechen. Die untere Platte ist mit zwei Öffnungen, K und F, versehen, welche zu zwei rechteckigen Mulden oder Gruben in der Platte führen. Die klare Flüssigkeit tritt bei K in die erste, oben offene Mulde, während die gefärbte Flüssigkeit durch F in die zweite Mulde oder Vertiefung getrieben wird. Diese Vertiefung ist oben durch eine Messingplatte verschlossen, welche eine Reihe äußerst kleiner Öffnungen O (Figur 2) besitzt, durch die die gefärbte Flüssigkeit hindurchgetrieben wird. Der Lauf der Flüssigkeit wird durch die Pfeile in Figur 1 angegeben. Die obere oder Deckplatte ist auf der der Flüssigkeit zugekehrten Fläche mit einem Überzug von Paraffin versehen. Schabt man streckenweise das Paraffin sorgfältig ab, so erhält man Gebiete höherer Permeabilität.

Zwischen die beiden Platten wird ein dünner Rand aus Papier gelegt und die Dicke des Papiers bestimmt die Tiefe der Flüssigkeitsschicht. Das Verhältnis

$$\left(\frac{\text{Dicke des Papiers} + \text{Dicke der Paraffinschicht}}{\text{Dicke des Papiers}}\right)^3$$

ergibt die Permeabilität. Der Papierrand läuft um drei Seiten der Glasplatten. Die vierte Seite bleibt für das Entweichen der Flüssigkeit offen.

Man kann für verschiedene Deckplatten dieselbe Grundplatte verwenden. Die Deckplatten sind einfache Stücke Tafelglas, welche mit einem Paraffinüberzug von der gewünschten Dicke versehen sind; das Paraffin wird dann streckenweise ganz nach Bedarf abgeschabt. Die beiden Platten mit dem zwischengelegten Papierrand werden durch Klammern von der in Figur 1 und 2 gezeichneten Form zusammengehalten.

Die Herstellung des Paraffinüberzuges auf der Deckplatte ist eine Operation, welche einige Sorgfalt erfordert. Es ist absolut wichtig, die Platte langsam und gleichmäßig zu erwärmen. Dies geschieht in der Weise, daß man eine dicke Eisenplatte über einen Gasofen legt und auf diese eine eiserne Pfanne mit der Platte und etwas Paraffin setzt. Wenn das Paraffin geschmolzen ist und wenn die Menge hinreicht, die Platte mit reichlich mehr als der verlangten Schichtdicke zu überziehen, so läßt man den Apparat sich langsam abkühlen. Dann wird die Glasplatte aus dem Paraffin herausgeschnitten. Um die Schichtdicke des Paraffins auf den gewünschten Betrag herabzusetzen, wendet man die einfache kleine Planiermaschine an, welche in Figur 3 dargestellt ist. Sie besteht aus einem Tisch *T* aus Tafelglas auf einem hölzernen Unter-

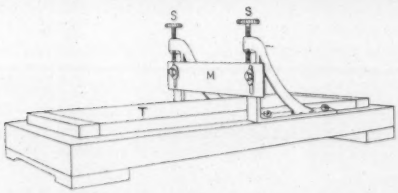


Fig. 3.

teil und aus zwei Stützen, welche das Messer *M* tragen. Die Höhe dieses Messers wird mit Hilfe der Schrauben *S.S* eingestellt. Die Deckplatte mit ihrem Paraffinüberzug wird auf den Tisch *T* gelegt und die genaue Höhe von *M* unter Anwendung besonderer Maße eingestellt. Hierauf zieht man die Deckplatte unter dem Messer durch und schabt so das Paraffin bis auf die gewünschte Dicke ab. Dann markiert man sorg-

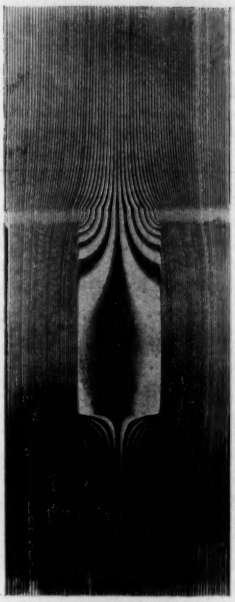


Fig. 4.

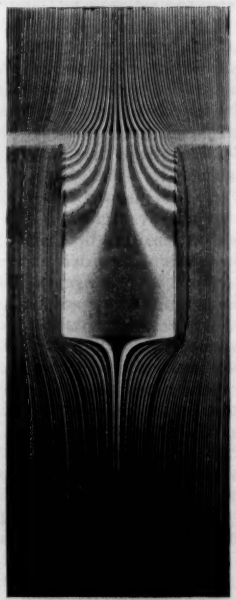


Fig. 5.

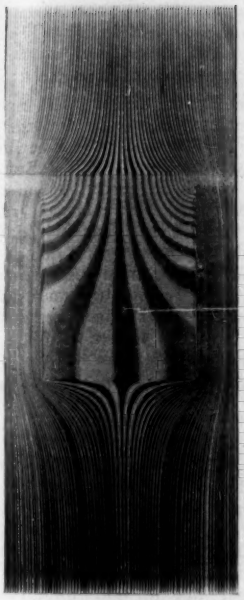


Fig. 6.

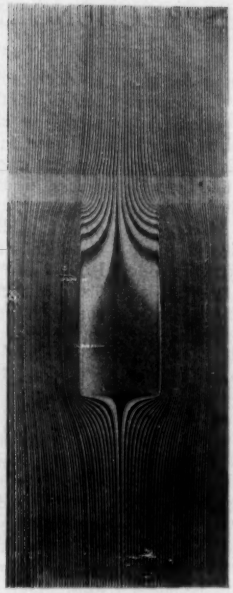


Fig. 7.

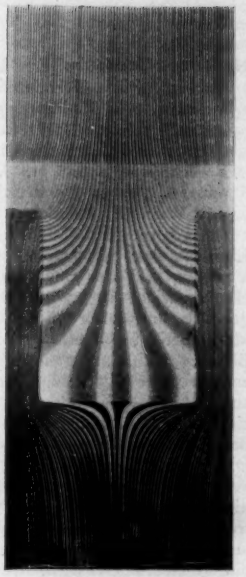


Fig. 8.

sam die Umrisse der Gebiete höherer Permeabilität (unter Anwendung einer dünnen Metallschablone) und entfernt das Paraffin in diesem Gebiete.

Die klare und die gefärbte Flüssigkeit sind in zwei starken Glasflaschen (gewöhnlichen Syphon-Flaschen) enthalten, welche Metallkappen und Ausflußröhren tragen und in Verbindung mit der kleinen Pumpe stehen, mit deren Hilfe man den erforderlichen Druck erhält. Ein kleines Manometer gibt den Luftdruck oberhalb der Flüssigkeiten an. Der Druck beträgt für gewöhnlich etwa zwei Atmosphären.

Die Beständigkeit der Stromlinien ist überraschend. Lange, nachdem die Zufuhr von Flüssigkeit unterbrochen und die Strömung aufgehalten ist, pflegt das Stromlinienbild in der Rille ohne jegliche Verschwommenheit bestehen zu bleiben.

Die Figuren 4—8 sollen dazu dienen, die Leistungsfähigkeit der Methode zu illustrieren. Sie beziehen sich alle auf die Verteilung des Flusses in den Polstücken, dem Luftraum und den Zähnen eines Dynamo. Die Figuren 4—6 sollen die Änderungen zeigen, welche eintreten, wenn die Plattenstärke allmählich zunimmt, während der Luftraum auf konstanter Länge gehalten wird. Figur 7 zeigt, wie die Stromverteilung sich ändert, wenn man den Luftraum der Figur 4 vermehrt, während Figur 8 eine ähnliche Veränderung gegenüber der Figur 6 zeigt.

Diese Figuren zeigen in überzeugender Weise, wie gut die farbigen Stromlinien ihre Identität bewahren.

Zum Schluß mag erwähnt werden, daß der Hauptwert der Methode darin liegt, daß sie uns in den Stand setzt, mit hinlänglicher Genauigkeit quantitative Resultate zu erhalten in Fällen, wo die theoretische Behandlung entweder ganz außer Frage steht, oder aber mit zahlreichen Schwierigkeiten verbunden ist und mühsame Berechnungen erfordert.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. März 1905.)

BESPRECHUNGEN.

N. Herz, Geodäsie. Eine Darstellung der Methoden für die Terrainaufnahme, Landesvermessung und Erdmessung. Mit einem Anhange: Anleitung zu astronomischen, geodätischen und kartographischen Arbeiten auf Forschungsreisen. gr. 8. IX und 470 S. mit 280 Abbildungen und 3 Tafeln. Leipzig und Wien, F. Deuticke. 1905. M. 14,—

Das vorliegende Werk wendet sich in erster Linie an den Geographen, demgemäß hat der Verfasser bei der Behandlung des Stoffes das Hauptgewicht mehr auf die praktische Seite geworfen und daher auf die Verwendung höherer Mathematik im Texte verzichtet; doch gibt er Beweise, die nicht mehr elementar geführt werden können, in den Anmerkungen, so daß auch Lesern, die etwas tiefer in die Materie eindringen wollen, ein für die meisten Fälle durchaus ausreichender Stoff geboten wird. Die Ausgleichsrechnung ist, dem Rahmen des Werkes entsprechend, ganz übergangen und nicht mit Unrecht. Dafür finden wir eine vortreffliche Darstellung der geodätischen Instrumente, die durch eine Reihe musterhafter Abbildungen erläutert wird. Methoden und Aufgaben der niederen Geodäsie sind ausführlich und leicht verständlich behandelt. Die höhere Geodäsie findet eine vielleicht etwas zu weitgehende Berücksichtigung, während andererseits die Anleitung zu Arbeiten auf Forschungsreisen etwas knapp gehalten ist. Das Buch wird allen denen warm empfohlen werden können, die, ohne die Geodäsie als Fachwissenschaft zu betreiben, sich über ihre Methoden und Ziele eingehender unterrichten und zugleich ihr gesamtes Gebiet in den Hauptzügen überblicken wollen. Besonders geeignet erscheint das Werk dem Unterzeichneten als Lehrbuch für die Kandidaten des höheren Schulamts, die sich mit angewandter Mathematik beschäftigen; hier hilft es einem recht fühlbarem Mangel ab.

E. Przybyllok.

(Eingegangen 3. März 1905.)

Fr. H. Bigelow, Studien über die Statik und Kinematik der Atmosphäre in den Vereinigten Staaten. Weather Bureau Bull. No. 273. gr. 4. 62 S. Washington 1902.

Die vorliegende Arbeit schließt sich an ein umfangreiches Werk (1005 Seiten. gr. 4) desselben Verfassers an über die Barometrie der Vereinigten Staaten, das an derselben Stelle ebenfalls 1902 erschienen ist. Die vorliegende Veröffentlichung darf als eine vereinfachte Erläuterung zu dem Hauptwerke aufgefaßt werden. Trotz dieser Kondensierung auf 62 Seiten ist es doch noch außerordentlich inhaltsreich, so daß es unmöglich erscheint, diesen Inhalt nun wieder in einem kurzen Referate zu umfassen.

Unter der Statik der Atmosphäre in Amerika versteht der Verfasser die Verteilung des Luftdrucks über jenes Gebiet, durch Isobaren festgelegt, die auf das Meeresniveau reduziert sind. Das Neue hierbei ist aber, daß diese Reduktion mit Berücksichtigung der aus Ballon- und Drachenaufstiege erhaltenen Werte für die Änderung der Temperatur und der absoluten Feuchtigkeit mit der Höhe abgeleitet ist. Dies erläutert das erste Kapitel.

Die fünf nächsten behandeln die Kinematik, d. h. die Luftströmungen in Amerika. Das Material bilden die Wolkenbeobachtungen des Wetterbureaus, und zwar kommen speziell die Strömungsverhältnisse in Zyklonen und Antizyklonen zur Verarbeitung, und hier wieder insbesondere die der oberen Regionen. Der Grundzug der Verarbeitung dieser Wolkenbeobachtungen ist der, sie so durchzuführen, daß eine direkte Anwendung der Gleichungen der hydrodynamischen Strömungen ermöglicht wird. Der Verfasser betont, und wohl mit Recht, wie sehr es anzustreben ist, daß in Zukunft bei allen meteorologischen Beobachtungen weniger die spätere statistische Verarbeitung vorbereitet ist, als vielmehr die physikalische. Als Unterlage für eine solche physikalische Bearbeitung sieht der Verfasser besonders die Theorie von Ferrel an.

Der ausgesprochen physikalische Zug (übrigens aller Arbeiten des Verfassers) macht ihn auch frei von der Meteorologie der kleinen Gesichtskreise, wie sie durch die Praxis der Wetterprognosen aus den Isobarenkarten entstanden ist, die stets das Interesse auf ein zu kleines Gebiet beschränkt, eben das der vorgedruckten Wetterkarte des betreffenden Landes. Er betrachtet die Erde als Ganzes und befaßt sich daher mit den Beziehungen zwischen der allgemeinen Zirkulation und den Wirbelgebieten.

Den Schluß bildet des Verfassers Lieblingsthema, die kosmische Meteorologie, das allerdings mit dem Hauptthema der Arbeit nur in losem Zusammenhange stehen dürfte. (Vgl. hierüber diese Zeitschrift **5**, S. 143, 1904.)

Potsdam. A. Nippoldt.

(Eingegangen 18. März 1905.)

Stöhr, Adolf, Grundfragen der psychophysiologischen Optik. Mit 78 Figuren im Text. gr. 8. VIII u. 160 S. Wien, Franz Deuticke. 1904. M. 5,—.

Zum durchdringenden Studium dieses ebenso

interessanten wie schwierigen Werkes, das für den Durchschnittsmenschen eine Terra incognita behandelt, fehlte mir leider die Zeit. In einer Reihe von Sätzen suche ich der Meinung des Verfassers so gut wie möglich gerecht zu werden: Der Sehraum ist ein flächenhafter Durchschnitt von wechselndem Tiefenwert durch eine mehrdimensionale Mannigfaltigkeit. Nicht das dioptrische Bild im Auge wird empfunden, sondern die Zapfen und Stäbchen sind kleine Hohlspiegel, welche erst ein musivisches katoptrisches Bild erzeugen, das einen Tiefenwert besitzt, d. h. als näher oder ferner empfunden wird. Zapfen und Stäbchen haben verschiedenen Krümmungsradius; bei den Stäbchen wirken die vielen Plättchen als ebensoviele Hohlspiegel wie Resonatoren verstärkend. Als Beugungstheoretiker muß ich hier widersprechen: Die von großen Körpern abgezogenen Gesetze der Brechung, Spiegelung usw. können nicht ohne weiteres auf Gebilde von der Größenordnung λ übertragen werden. Die Zapfen strecken sich von selbst im Lichte. Der Verfasser bespricht weiter das Problem der Identifizierung und der in die Aufsplitterungsstelle der Zapfen verlegten Apperzeption sowie in meinem Sinne das Aufrechtsehen, ferner die zweiäugige Vermischung ungleicher Kreissysteme und den Mechanismus der inneren Augenmuskeln. Nicht nur die Linse kann sich nach vorn wölben, auch die Netzhaut kann sich verziehen. Die zweiäugigen Tiefenwerte vermischen sich zu einem. Es folgt das Problem des Hohlkegels. Das Bild wird durch Linsenwölbung nicht astigmatisch. Weiter werden die Grundlagen des stereoskopischen Sehens besprochen. Eine Druckseite kann durch Versenkung des dioptrischen Bildes in die Netzhaut leer d. h. weiß erscheinen. Stereoskopie und Pseudoskopie sind nichts anderes als die stets stattfindende Bildausgleichung durch Linsenwölbung und Netzhautzug. Erklärung der Zöllnerschen Täuschungsfigur. Einäugige Betrachtung zeigt das rechtwinklige Koordinatenkreuz schiefwinklig. Jede weit entfernte Ebene erscheint krumm, bei nahen kompensiert das Auge durch extreme Wölbung. Das Auge akkommodiert nicht auf Bildschärfe, sondern auf maximalen Lichtreiz. Besprechung der scheinbaren Größe des Mondes am Horizont. Bis hierher geht der 1. Teil des Werkes, der 2. handelt von den Farben. Man muß zwischen glanzlosen Farben und farbigen Lichtern unterscheiden. Silberglanz = Weiß + Schwarz. Die Kombination aus photophysikalischer und photochemischer Wirkung wird bevorzugt. Es gibt nicht vier Arten von Zapfen, sondern von Eigenschwingungen im Zapfen; deren Schwingungsform, nicht Schwingungszahl, wird verändert. Sehstoffe sind Resonatoren mit den gleichen Eigenschwingungen, zur Verstärkung und mithin Isolierung einer Grundfarbe; sie entstehen im Lichte und wirken durch photochemische Induktion. Mischfarbe = resultierende Schwingungsform. Das Gesamtspektrum erzeugt nicht Weiß, sondern Silberglanz. Die vier Grundfarben sind Purpur, Gelb, Cyanblau und Schwarz. Überfülle von Sehstoffen (Übererreizung) erzeugt Blindheit für Rot, Grün, Violett; Mangel an Sehstoffen erzeugt Blindheit für Gelb und Blau. An der Grenze gibt es mithin zwei Arten totaler Farbenblindheit. Die alten Sprachen haben Ding- und Stofffarbennamen, die neuen Qualitätsfarbennamen. Am Schlusse erklärt der Verfasser Apperzeption und Erinnerung durch zeitweilige Berührung, Vergessen durch Trennung, Identifizierung durch Verschmelzung von Nervenfasern, vergleicht abgeschlossene Neuronensysteme mit Blättern eines Gedenkbuches und entscheidet sich bei der Wahl zwischen Wachstafel und Stimmgabel (strukturelle und funktionelle Einprägung) für letztere: die im Neuron schon vorhandene Bewegung wird modifiziert. Alles in allem: vorbehalten meinen obigen Einwand, ein Werk voll tiefsinniger, zum Nachdenken reizender Probleme.

Karl Strehl.

(Eingegangen 4. März 1905.)

Smithsonian Institution: Annual report of the board of regents of the —, showing the operations, expenditures, and condition of the Institution for the year ending June 30, 1903. gr. 8. LXI u. 876 S. mit zahlreichen Abbildungen. Washington, Government Printing Office. 1904.

Wie alljährlich ist in dem vorliegenden Bande der Smithsonian Institution wiederum eine Menge hochinteressanter Berichte niedergelegt, aus denen hier nur in Kürze die für die Leser dieser Zeitschrift besonders interessanten Abhandlungen hervorgehoben werden können. Da ist zunächst die Arbeit von Nichols und Hull über Strahlungsdruck, eine Reihe von meteorologischen Arbeiten, betreffend Wetterprognose etc., zwei Arbeiten über Radium von Curie und J. J. Thomson; Ramsay und Soddys Experimente über die Entstehung von Helium aus Radium, zwei Arbeiten über die moderne Auffassung der Materie von Oliver Lodge und William Crookes, eine über Atomtheorie von F. W. Clarke, eine über intraatomistische Energie von Le Bon, eine über den elektrischen Ofen von J. Wright usw. in reicher Auswahl aus allen erdenklichen Gebieten der Naturwissenschaften. Von besonderem Interesse ist auch die Beschreibung des großen Cölostaten des

astrophysikalischen Observatoriums der Smithsonian Institution. Ein näheres Eingehen auf Einzelheiten würde leider hier zu weit führen, auch notwendig nur wenige speziell Interessierte befriedigen, und muß deshalb unterbleiben.

E. Bose.

(Eingegangen 27. März 1905.)

J. Bronn, Verflüssigtes Ammoniak als Lösungsmittel. Materialien über die chemischen Eigenschaften des verflüssigten Ammoniakgases. gr. 8. XI u. 252 S. mit 18 Textfiguren. Berlin, Jul. Springer. 1905. Gebunden M. 6,—.

Man ist im allgemeinen gewohnt, daß sich der weitaus überwiegende Teil der Chemie, zumal der anorganischen, in wässriger Lösung abspielt. Daher ist man über das Wasser als Lösungsmittel sehr genau orientiert. Zweifellos würde man das Wesen und Wirken des Lösungsmittels bei chemischen Vorgängen sehr viel weiter ergründen können, wenn man für eine größere Anzahl von solchen die in ihnen möglichen Reaktionen gelöster Substanzen (Löslichkeiten etc.) mit ähnlicher Vollständigkeit zusammenstellen könnte wie für das Wasser. Hier liegt offenbar ein weites Feld für die chemische Forschung, dessen Bearbeitung um so wichtiger ist, als erst durch umfassende vergleichende Studien über die verschiedenen Lösungsmittel ein erheblich weiterer Einblick in das Wesen der Lösungen möglich sein wird. In dieser Hinsicht ist die Zusammenstellung über das flüssige Ammoniak als Lösungsmittel besonders zu begrüßen, da sie mit bemerkenswerter Genauigkeit und Sachkenntnis das gesamte Wissen über ein anderes Lösungsmittel übersichtlich vereinigt. Es wäre nach jeder Seite hin nur mit Freuden zu begrüßen und würde zweifellos zu vervollständigenden Studien mannigfacher Art Anregung geben, wenn ähnliche Zusammenstellungen auch für andere Lösungsmittel ausgeführt würden. Es seien nun der Vollständigkeit halber und um ein Bild zu geben von der Anordnung des Stoffes, die Kapitelüberschriften aufgeführt:

Auf eine geschichtliche Übersicht folgt: 1. Physikalische Eigenschaften des verflüssigten Ammoniaks; Versendung und Prüfung desselben; Versuchstechnik. 2. Verflüssigende Wirkung des Ammoniakgases und die Absorption des Ammoniaks durch verschiedene Körper. 3. Verflüssigtes Ammoniak als Lösungsmittel für Metalle und andere Körper. 4. Metallammonium- und Metallamidverbindungen. 5. Verflüssigtes Ammoniak als Lösungsmittel, neuere Arbeiten. 6. Umsetzungen in verflüssigtem Ammoniak. 7. Physikalisch-chemische Untersuchungen mit verflüssigtem Ammoniak. In einem Anhang werden dann die Versuche zur Isolierung des Ammoniums gesondert behandelt und weiterhin wird in Tabellen soweit als möglich das Verhalten verschiedener Substanzen in flüssigem Ammoniak zusammengestellt. E. Bose.

(Eingegangen 27. März 1905.)

A. Königswerther, Konstruktion und Prüfung der Elektrizitätszähler. gr. 8. XII u. 328 S. mit 362 Abbildungen. Hannover, Gebrüder Jänecke. 1903. Gebunden M. 9,—.

Das vorliegende Werk enthält eine mit Geschick ausgeführte Zusammenstellung der verschiedenen Elektrizitätszählerarten nach ihren Hauptkonstruktionsprinzipien. Es werden die einzelnen Ausführungsarten und die teilweise äußerst ingeniösen Kunstgriffe zur einwandfreien Ausgestaltung derselben mit Gründlichkeit an der Hand von vorzüglichem Figurenmaterial erörtert. Ein besonderer Teil ist der Prüfung der Elektrizitätszähler gewidmet.

E. Bose.

(Eingegangen 27. März 1905.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

An der Universität Wien habilitierte sich Dr. Johann Hahn als Privatdozent für Mathematik.

Der a. o. Professor an der Technischen Hochschule zu Braunschweig, Regierungsbaumeister Otto Denecke ist zum o. Professor ernannt worden.

Als Nachfolger von Professor Leo Baudiß, der an die Wiener Technische Hochschule übersiedelte, ist der Oberingenieur Camillo Körner, zum Professor des Maschinenbaues an der Prager deutschen Technischen Hochschule ernannt worden.

In Karlsruhe ist der Astronom Otto Wilhelm v. Struve im Alter von 86 Jahren gestorben.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.